

João Miguel Murta Pina

Desenho e Modelização de Sistemas de Energia
Empregando Materiais Supercondutores de Alta
Temperatura

Dissertação apresentada para obtenção do
Grau de Doutor em Engenharia
Electrotécnica, especialidade de Máquinas
Eléctricas, pela Universidade Nova de Lisboa,
Faculdade de Ciências e Tecnologia.

LISBOA

2010

Este trabalho foi realizado com o apoio da Fundação para a Ciência e a Tecnologia
(ref. SFRH/BD/44747/2008)

À Patrícia.

À memória do meu Pai e à presença da minha Mãe.

À Carolina e ao João, pelo Presente que nos dão, e pelo Futuro que é deles.

Agradecimentos

Os agradecimentos são, como habitualmente, a única parte de uma dissertação escrita na primeira pessoa, e não sujeita a escrutínio por orientadores ou membros do júri. Sinto-me assim com total liberdade para dizer o que me vai na alma, pese embora a emoção pelo finalizar de uma etapa muito importante e dura da minha vida profissional e pessoal, que me exacerba os sentimentos, em norma positivamente. Sendo esse o espírito que deve caracterizar estes momentos, vou aproveitá-lo.

Este foi um trabalho longo e difícil, com altos pontuais e baixos profundos, mas pelo qual me sinto satisfeito. Satisfeito, mas não realizado, pois por uma etapa que finda, há outra que recomeça, e, tal como se costuma dizer, o doutoramento é, possivelmente, o pior trabalho de investigação que se faz.

É assim altura de elencar uma série de agradecimentos, obviamente com importâncias e significados completamente díspares.

Em primeiro lugar, agradeço à Patrícia, efectivamente a minha namorada de sempre, e para sempre, minha futura mulher, que esteve comigo nas maiores alegrias, como o nascimento dos nossos sobrinhos, ou nos piores momentos, em que andei “na vida à procura, de uma noite menos escura”. Tudo o que mais pudesse dizer dela seria pouco e talvez ostensório, pelo que me absterei de o fazer.

Aos meus sobrinhos, Carolina e João, pelas alegrias que me dão, mesmo sem se aperceberem e mesmo que façam birras, e em quem deposito todo o afecto, algo que em mim não é particularmente comum.

À memória do meu Pai, que, embora tenha partido cedo demais, ainda mesmo antes de a dissertação começar oficialmente, me marcou nos valores que me transmitiu, como honestidade e integridade, que me levam a tentar ser um Homem melhor (tarefa nem sempre fácil) e cuja curiosidade científica sempre o definiu e sempre me transmitiu.

Às três mulheres principais da minha família, a minha Mãe e as minhas irmãs Isabel e Rita, não só porque são a minha família mais chegada, mas porque existem. Os almoços semanais com a minha Mãe, ou os almoços de Domingo em família, são momentos preciosos que não dispensaria.

Aos meus amigos, que não nomearei mas que sabem quem são, e que foram neste período isso mesmo, Amigos, pelo que nada mais há a dizer.

Ao pai da Patrícia, António Lopes, pelo empenho que colocou na manufactura de tanto material essencial à realização dos trabalhos, quando não se conseguia arranjar quem o fizesse.

Aos meus orientadores científicos, nomeadamente ao Prof. Leão Rodrigues, por me ter “apresentado” e orientado para a supercondutividade, e por ter sempre colocado à disposição as condições possíveis para o prosseguir dos trabalhos; ao Prof. Ventim Neves, sempre com um apontamento cultural que impressiona pela vastidão de conhecimentos, e cujo domínio teórico da Electrotecnia é sempre uma mais-valia de que todos beneficiamos; e, finalmente, ao Alfredo, cuja informalidade – sempre respeitosa, que permite o *tutear* entre professores e alunos (embora eu, por pudor, nunca o tenha feito), tanto aprecio nos Espanhóis. Para ele reservo um agradecimento especial mais adiante.

Aos meus colegas de Secção, em primeiro lugar ao Pedro, cuja ajuda e disponibilidade constante ultrapassam o que seria de esperar de um “mero” colega; à Anabela, que forma, connosco, o grupo dos três lince, isto é, dos animais (Assistentes) em vias de extinção. É também graças a eles, aos desabaços, conluios, companheirismo, e momentos de descontração, que este esforço foi aligeirado. Ao João Martins, o único doutor que trato por tu, e o mais recente membro do grupo, por ter sido uma agradável surpresa, pelo seu empenho, e pelos lúcidos conselhos que me deu relativamente à dissertação. Ao Valtchev, pela constante disponibilidade. E também ao Prof. Steiger pelo “empurrão” (e perseguição) que me deu para que terminasse o trabalho.

Ao David Inácio e ao Gonçalo Luís, pela imprescindível ajuda, bom humor, e dedicação, que fizeram com que alguns trabalhos em Badajoz, ou a conferência nos Estados Unidos, fossem imensamente mais divertidos e menos pesados.

Gostaria também de agradecer às pessoas interessantes que conheci devido à supercondutividade, em cursos, conferências, reuniões ou mesmo lazer. Como em todas as actividades que incluam pessoas, existem aquelas que não importa referir. Das relevantes, destaco algumas, como o Nicolae Bondrea, o Malcolm McCulloch, o Radek Pecher, ou, mais recentemente, o Fei Yen, um investigador de ascendência chinesa que veio ter comigo numa conferência para me conhecer, dado seguir o meu trabalho sobre o motor linear. A estas pessoas agradeço a abertura de novos horizontes, culturas e realidades, e ao Bondrea em especial, cuja amizade foi suspensa pela distância, mas não extinguida.

E finalmente, aos *nuestros hermanos* (compreendo agora perfeitamente o termo) de Badajoz. Em primeiro lugar, ao José Ceballos, ou Lucas, que conheci num curso em Camerino, Itália, e com quem sempre tive empatia e amizade. A sua ajuda, preocupação e disponibilidade para ajudar nas medições experimentais foram indispensáveis e inextinguíveis, e não encontro forma de lhe retribuir. Ao Alfredo, como já referi, a quem solicitei que me desse a honra de ser meu orientador, e cujo pragmatismo e clarividência permitiram chegar ao término desta epopeia. O facto de me ter sempre,

generosa e desinteressadamente, aberto as portas do seu laboratório, e dado acesso a tecnologias de que eu não dispunha, revela bem o seu carácter. E enfim, aos restantes membros que graças a eles conheci, como a Pilar ou o Eduardo. A sua simpatia, sinceridade e altruísmo são insubstituíveis, e deixam sempre presente a vontade de voltar a Badajoz.

E termino assim, sem mais delongas... Fica registado o substantivo.

Sumário

Os materiais supercondutores de alta temperatura apresentam-se como potenciais promotores de importantes desenvolvimentos na área da Energia. As suas características electromagnéticas, como o transporte de corrente com perdas reduzidas ou virtualmente nulas, quando comparadas com condutores convencionais; o seu nível de diamagnetismo, inexistente em qualquer outro tipo de material; ou o ancoramento de fluxo; possibilitam o desenvolvimento de novas tecnologias que de outra forma seriam impraticáveis ou impossíveis.

De entre os problemas energéticos com que a sociedade se confronta actualmente, surgem a distribuição de energia em áreas urbanas densamente povoadas; a integração de fontes descentralizadas em redes existentes; a necessidade, não só económica mas também ambiental, de reduzir as perdas associadas à geração, transporte e distribuição de energia; ou mesmo certos problemas mais específicos, como a necessidade de dispor de máquinas mais leves e compactas.

Para cada um dos problemas referidos, a supercondutividade fornece uma ou várias respostas. Contudo, as aplicações comerciais tardam em aparecer. Isto deve-se a diversos factores: o grau de maturação e fiabilidade da tecnologia eléctrica e electromecânica actual, que dificultam a penetração de novas alternativas; a dificuldade em dispor de ferramentas de projecto de utilização prática e eficiente; ou a necessidade de criogenia, talvez a mais importante, mas cuja banalização depende, também, do advento das próprias tecnologias supercondutoras.

Esta dissertação pretende responder a algumas destas questões. Em primeiro lugar, apresenta-se uma metodologia para auxílio ao desenho de motores supercondutores sem materiais convencionais, nomeadamente cobre, alumínio e ferro, consubstanciada num motor síncrono linear com supercondutores na armadura e excitação. Os materiais são caracterizados experimentalmente, e essas características utilizadas no projecto do dispositivo.

Em segundo lugar, descreve-se uma metodologia de modelização e desenho de limitadores de corrente indutivos, cuja finalidade é a simulação destes dispositivos integrados em redes mais ou menos complexas.

Em todo o trabalho, uma das linhas orientadoras é a substituição de ferramentas de elementos finitos, nomeadamente o programa Flux2D, pelas metodologias desenvolvidas, incomparavelmente mais rápidas e, em certos casos, adequadas. Por outro lado, consideraram-se também só aplicações com materiais supercondutores de alta temperatura, em virtude da possibilidade de operação em azoto líquido (77 K), muito barato, comparativamente a outras tecnologias e gama de temperaturas.

Abstract

High temperature superconducting materials are foreseen as vehicles of important developments in the Energy field. Their electromagnetic properties, as the transport of electrical currents with minimal or virtually no losses when compared to conventional conductors; its high diamagnetism, never found in any other material; or flux pinning; allow for the advent of new technologies that would be unfeasible or even impossible in any other way.

Amongst some of the (many) current energy issues that societies are facing, there is the distribution of energy in dense urban areas; the integration of distributed generation in existing grids; the need, not only economical, but also environmental, to reduce losses associated with energy generation, transmission and distribution; or even some specific problems as requirements to obtain lighter and compact electrical machines.

For each of the above mentioned problems, superconductivity has one or several answers. Nevertheless, it is difficult to find commercial applications. This is due to several factors: the current electrical and electromechanical degree of maturation and reliability, which hinder the penetration of new alternatives; the unavailability of practical and efficient project tools; or the need for cryogenics, maybe the most important reason, but whose trivialization depends also on the advent of superconducting technologies.

This thesis intends to answer to some of the above issues. First, a methodology for aided design of superconducting machines, without conventional materials such as copper, aluminium or iron, is presented. This is consolidated on a linear synchronous motor with superconductors on the armature and in the field excitation system. These materials are characterized, and its features used in the design of the device.

Secondly, a methodology for modelling and design of inductive fault current limiters is described, whose ultimate goal is the simulation of these devices when integrated in more or less complex grids.

One of this work's driving lines is the replacement of finite elements software, namely the package Flux2D, by the developed methodologies, unbeatably faster and, in certain cases, more adequate. On the other hand, only applications involving high temperature superconducting materials are considered, due to the possibility of operation in liquid nitrogen (77 K), much cheaper when compared with other technologies and temperatures range.

Simbologia

a	Aceleração (m/s^2).
\mathbf{A}	Potencial vector ($\text{T}\cdot\text{m}$).
\mathbf{B}	Densidade de fluxo magnético ou indução magnética (T).
B_C	Densidade de fluxo magnético crítica (T).
B_{C1}	Densidade de fluxo magnético crítica inferior (T).
B_{C2}	Densidade de fluxo magnético crítica superior (T).
B_x, B_y e B_z	Componentes da densidade de fluxo magnético \mathbf{B} (T).
B_x^{av} e B_z^{av}	Média das componentes de densidade de fluxo B_x e B_z ao longo da altura h_s de um enrolamento (T).
B_{xy}^{av} e B_{zy}^{av}	Média das componentes de densidade de fluxo B_x^{av} e B_z^{av} ao longo do comprimento w_s de um enrolamento (T).
C_r	Capacidade de uma rede eléctrica, não considerando a carga (F).
DHT	Distorção harmónica total (%).
e	Carga eléctrica do electrão ($-1,60217646 \times 10^{-19}$ C).
\mathbf{E}	Campo eléctrico (V/m).
E_C	Campo eléctrico utilizado para definir a corrente crítica, tipicamente $1 \mu\text{V/cm}$.
\mathbf{e}_x	Versor do eixo x .
\mathbf{e}_y	Versor do eixo y .
\mathbf{e}_z	Versor do eixo z .
f	Densidade de energia livre do estado supercondutor (J/m^3) ou frequência (Hz).
\mathbf{f}_a	Força de ancoramento por unidade de comprimento de um fluxóide (N/m).
f_a, f_b e f_c	Forças magnetomotrizes geradas pelas fases A, B e C ($\text{A}\cdot\text{e}$).
\mathbf{f}_L	Força de Lorentz por unidade de comprimento de um fluxóide (N/m).
\mathbf{f}_M	Força de Magnus por unidade de comprimento de um fluxóide (N/m).
f_{mm}	Força magnetomotriz ($\text{A}\cdot\text{e}$).
$f_{mm_{k,n}}$	Harmónica de força magnetomotriz, de ordem k (tempo) e n (espaço).
f_n	Densidade de energia livre do estado normal (J/m^3).
F_x, F_y e F_z	Componentes da força \mathbf{F} desenvolvida pelo motor supercondutor (N)
\mathbf{f}_v	Força de atrito por unidade de comprimento de um fluxóide (N/m).
g	Distância entre enrolamentos supercondutores adjacentes (mm) ou aceleração da gravidade ($9,81 \text{ m/s}^2$).
h	Constante de Planck ($6,62606896(33) \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$).
\hbar	Constante de Planck reduzida ($1,054571628(53) \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$).

H	Campo magnético (A/m).
H_C	Campo magnético crítico (A/m).
H_{C1}	Campo magnético crítico inferior (A/m).
H_{C2}	Campo magnético crítico superior (A/m).
h_s	Altura de um enrolamento supercondutor (mm).
I	Corrente eléctrica (A).
I_{1n}	Corrente nominal do primário de um transformador (A).
I_{2n}	Corrente nominal do secundário de um transformador (A).
i_a, i_b e i_c	Correntes das fases A, B e C (A)
I_C	Corrente crítica (A).
I_{cc}	Amplitude da corrente de curto-circuito de uma rede (A).
I_{DC}	Corrente contínua presente na bobina de um SMES (A).
I_L	Valor eficaz da corrente de linha (A).
i_{linha}	Valor instantâneo da corrente de linha (A).
i_p	Valor instantâneo da corrente prospectiva (A).
I_S	Amplitude das correntes de armadura (A).
I_{SAT}^*	Corrente máxima de um cilindro supercondutor (A).
\hat{I}_{w1}	Valor eficaz da fundamental da corrente de entrada de um rectificador (A).
J	Densidade de corrente (A/m ²).
J_C	Densidade de corrente crítica (A/m ²).
J_m	Momento de inércia de uma massa em torno de um eixo de rotação (kg·m ²).
J_{tr}	Densidade de corrente de transporte (A/m ²).
k	Constante de Boltzmann (1,3806503×10 ⁻²³ J/K) ou iteração de uma simulação, correspondendo ao instante de tempo $t = k\Delta t$, onde Δt é o passo temporal.
k_i	Constante do controlo integral (Hz).
k_p	Constante do controlo proporcional (Hz/m).
L	Coeficiente de auto-indução (H).
l_w	Largura de um enrolamento supercondutor (mm).
L_r	Indutância de uma rede eléctrica, não considerando a carga (H).
L_S	Indutância total de uma fonte trifásica (H).
L_{SMES}	Coeficiente de auto-indução de uma bobina supercondutora integrante de um SMES (H).
M	Magnetização (A/m).
M	Massa do rotor de um volante inercial (kg).

m_a	Índice de modulação de um controlador de modulação por largura de pulso.
m_e	Massa do electrão ($9,10938188 \times 10^{-31}$ kg).
n	Expoente da lei da potência $E - J$.
N	Número de espiras de um enrolamento.
$\hat{\mathbf{n}}_s$	Versor normal a uma superfície.
P	Potência activa (W).
P_J	Perdas de Joule (W).
P_{SMES}	Referência de potência activa do controlador de um SMES (W).
Q	Potência reactiva (VAR).
Q_{SMES}	Referência de potência reactiva do controlador de um SMES (VAR).
\mathbf{r}	Vector posição espacial (m).
r_b	Raio de curvatura mínimo de uma fita supercondutora (mm).
R_r	Resistência de uma rede eléctrica, não considerando a carga (Ω).
s	Espessura média da perna de um enrolamento (mm).
S	Potência aparente (VA).
$S_{\text{máx}}$	Valor máximo de potência aparente (VA).
s_m	Tensão mecânica (Pa).
S_T	Tensor de tensão mecânica (Pa).
t	Tempo (s).
T	Temperatura (K).
T_C	Temperatura crítica (K).
U	Tensão eléctrica (V) ou profundidade de poço de potencial (J).
U_{1n}	Tensão nominal do primário de um transformador (V).
U_{2n}	Tensão nominal do secundário de um transformador (V).
u_a, u_b, u_c	Tensões trifásicas (V).
U_C	Tensão composta (V).
\mathbf{v}	Velocidade linear (m/s).
W_{mag}	Energia armazenada no campo magnético de uma bobina supercondutora (J)
W_{rot}	Energia cinética armazenada num rotor em rotação de um volante de inércia (J).
w_s	Comprimento útil de um enrolamento supercondutor (mm).
$\bar{\mathbf{Z}}_c$	Impedância de carga (Ω).
α	Desfasagem entre tensão e corrente, controlável por um PWM (rad).
γ	Parâmetro de anisotropia.
Δt_f	Período de tempo em que a frequência, num esquema de controlo, é actualizada

	(s).
Δt	Incremento temporal de uma simulação (s).
η	Rendimento (%) ou viscosidade de um meio (Pa·s).
η_{cc}	Tensão de curto-circuito à corrente nominal (%).
κ	Parâmetro de Ginzburg-Landau.
λ_L	Profundidade de penetração (Å).
μ_0	Permeabilidade magnética do vázio ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m).
μ_c	Coefficiente de atrito cinético.
ξ	Comprimento de coerência (Å).
ρ	Resistividade eléctrica ($\Omega \cdot m$).
ρ_m	Densidade ou massa volúmica (kg/m ³).
σ	Condutividade eléctrica (S/m).
τ	Constante de tempo (s) ou passo polar (m).
Φ_0	Fluxoide ou quantum de fluxo ($2,068 \times 10^{-15}$ Wb).
χ_m	Susceptibilidade magnética.
ψ	Parâmetro de ordem ou fluxo ligado com um enrolamento (Wb).
$\psi_{LCS}^*(i)$	Curva que descreve o ciclo de histerese máximo de um limitador de corrente supercondutor.
ψ_{LCS}	Fluxo ligado com o primário de um limitador de corrente supercondutor (Wb).
$\psi_0(i)$	Curva que descreve a característica magnética de um núcleo de ferro.
ω	Frequência angular (rad/s)
ω_r	Velocidade angular (rad/s)

Notações

1G	Fitas supercondutoras de primeira geração, em Bi-2212 ou em Bi-2223.
2G	Fitas supercondutoras de segunda geração, em condutores revestidos a Y-123.
AC	<i>Alternating current</i> , corrente alternada, termo também aplicado a tensão alternada.
ACN	Arrefecimento em campo nulo (<i>zero field cooled</i>).
AMB	Acrónimo de <i>active magnetic bearing</i> , chumaceira magnética activa.
APC	Arrefecimento na presença de campo (<i>field cooled</i>)
AT	Alta tensão (tensão composta de valor superior a 45 kV e inferior a 110 kV).
BaLaCuO ou BLCO	Primeiro supercondutor descoberto, de composição química $(\text{Ba}_{0,15}\text{La}_{1,85})\text{CuO}_4$.
Bi-2212	Supercondutor de composição química $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$.
Bi-2201	Supercondutor de composição química $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_0\text{Cu}_1\text{O}_6$.
Bi-2223	Supercondutor de composição química $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{12}$.
BSCCO ou BiSrCaCuO	Designação genérica dos supercondutores de composição química $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_n\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{6+2n}$, com $n = 0, 1, 2$.
BT	Baixa tensão (tensão composta de valor inferior a 1 kV).
CC	Curto-circuito.
DC	<i>Direct current</i> , corrente contínua, termo também aplicado a tensão contínua.
HBCCO ou Hg-1212	Supercondutor de composição química $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$ ou $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$.
HBCCO ou Hg-1223	Supercondutor de composição química $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{1+x}$.
HTBCCO ou HgTlBaCaCuO	Supercondutor de composição química $\text{Hg}_{0,8}\text{Tl}_{0,2}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$.
HTS	<i>High temperature superconductor</i> .
LCS	Limitador de corrente supercondutor.
LTS	<i>Low temperature superconductor</i> .
MSL	Motor síncrono linear.
MT	Média tensão (tensão composta de valor superior a 1 kV e inferior a 45 kV).
PMB	Acrónimo de <i>passive magnetic bearing</i> , chumaceira magnética passiva.
PWM	Acrónimo de <i>pulse width modulation</i> , modulação de largura de impulsos.
SAT	Supercondutor de alta temperatura.
SBT	Supercondutor de baixa temperatura.

SMES	Acrónimo de <i>superconducting magnetic energy sStorage</i> , ou electromagnetos supercondutores para armazenamento de energia.
TlBaCaCuO ou TBCCO	Supercondutor de composição química $\text{TlBa}_2\text{Ca}_3\text{Cu}_4\text{O}_{11}$.
YBCO ou YBaCuO	Designação genérica dos supercondutores de composição química $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, onde δ é o conteúdo de oxigénio, que determina a supercondutividade do material.
Y-123	YBCO na sua fase ortorrômbica, e portanto, supercondutora.

Índice de Matérias

1	Introdução	1
1.1	Motivação.....	1
1.2	Objectivos.....	2
1.3	Sumário do Trabalho Desenvolvido	4
1.4	Contribuições Originais	5
1.5	Organização da Dissertação	6
2	Revisão Bibliográfica	9
2.1	Materiais Supercondutores de Alta Temperatura	11
2.1.1	Introdução e Perspectiva Histórica	11
2.1.2	Propriedades Macroscópicas da Supercondutividade	14
2.1.2.1	<i>Resistividade Perfeita</i>	15
2.1.2.2	<i>Efeito Meissner</i>	15
2.1.2.3	<i>Condutor Perfeito vs. Supercondutor</i>	17
2.1.2.4	<i>Espaço de Fases T-J-H</i>	17
2.1.3	Teorias da Supercondutividade.....	20
2.1.3.1	<i>Teoria dos Dois Fluidos</i>	20
2.1.3.2	<i>Equações de London: Profundidade de Penetração</i>	20
2.1.3.3	<i>Teoria BCS: Pares de Cooper</i>	25
2.1.3.4	<i>Teoria de Ginzburg-Landau: Comprimento de Coerência e o Parâmetro GL</i>	26
2.1.4	Supercondutores do Tipo II	27
2.1.4.1	<i>Estado Misto</i>	27
2.1.4.2	<i>Ancoramento de Fluxo (Flux Pinning): Magnetos de Fluxo Residual (Trapped Flux Magnets)</i>	32
2.1.5	Supercondutores de Alta Temperatura.....	36
2.1.5.1	<i>Perspectiva Histórica</i>	36
2.1.5.2	<i>Materiais</i>	37
2.1.5.3	<i>Formas Físicas</i>	39

2.1.6	Conclusões.....	45
2.2	Modelização de Supercondutores.....	47
2.2.1	Introdução	47
2.2.2	Modelos de Estado Crítico.....	47
2.2.2.1	<i>Modelo de Bean</i>	47
2.2.2.2	<i>Outros Modelos de Estado Crítico</i>	53
2.2.3	Modelo Pilha de Areia (Sand-Pile)	53
2.2.4	Lei da Potência E-J	57
2.2.4.1	<i>Campo Eléctrico, Densidade de Corrente e Resistividade</i>	57
2.2.4.2	<i>Fluência de Fluxo (Flux Creep)</i>	60
2.2.4.3	<i>Escoamento de Fluxo (Flux Flow)</i>	62
2.2.4.4	<i>Característica Isotérmica de um Supercondutor</i>	63
2.2.5	Conclusões.....	63
2.3	Dispositivos Supercondutores para Redes Eléctricas.....	65
2.3.1	Introdução	65
2.3.2	Cabos de Energia	67
2.3.2.1	<i>Introdução</i>	67
2.3.2.2	<i>Cabos de Energia Supercondutores</i>	68
2.3.2.3	<i>Aplicações de Cabos Supercondutores em Redes de Energia Eléctrica</i>	72
2.3.2.4	<i>Conclusões</i>	76
2.3.3	Transformadores de Potência	77
2.3.3.1	<i>Introdução</i>	77
2.3.3.2	<i>Enrolamentos Supercondutores</i>	80
2.3.3.3	<i>Núcleo Ferromagnético</i>	81
2.3.3.4	<i>Aplicações de Transformadores de Potência em Redes de Energia Eléctrica e em Tracção Eléctrica</i>	86
2.3.3.5	<i>Conclusões</i>	86
2.3.4	Volantes de Inércia (Flywheels) com Chumaceiras Supercondutoras.....	93

2.3.4.1.	<i>Introdução</i>	93
2.3.4.2.	<i>Rotor</i>	94
2.3.4.3.	<i>Chumaceiras Magnéticas Supercondutoras</i>	97
2.3.4.4.	<i>Chumaceiras Magnéticas Auxiliares</i>	98
2.3.4.5.	<i>Motor/Gerador, Conversor de Potência e Sistema de Controlo</i>	102
2.3.4.6.	<i>Aplicações de Volantes de Inércia em Redes de Energia Eléctrica</i>	104
2.3.4.7.	<i>Conclusões</i>	104
2.3.5	Armazenamento de Energia em Electromagnetos Supercondutores (SMES – Superconducting Magnetic Energy Storage)	107
2.3.5.1.	<i>Introdução</i>	107
2.3.5.2.	<i>Bobina Supercondutora</i>	110
2.3.5.3.	<i>Sistema de Condicionamento de Potência</i>	116
2.3.5.4.	<i>Sistema de Controlo</i>	120
2.3.5.5.	<i>Aplicações de SMES em Redes de Energia Eléctrica</i>	122
2.3.5.6.	<i>Conclusões</i>	126
2.4	Motores e Geradores Eléctricos com Supercondutores de Alta Temperatura	129
2.4.1	<i>Introdução</i>	129
2.4.2	Motores Exclusivamente Supercondutores: Motor Meissner	130
2.4.3	Máquina Homopolar	131
2.4.4	Máquina Síncrona	133
2.4.5	Motor de Relutância	140
2.4.6	Motor de Histerese	142
2.4.7	Máquina com Magnetos de Fluxo Residual	147
2.4.8	Máquinas Lineares Síncronas	149
2.4.8.1	<i>Motor com Supercondutores na Armadura</i>	149
2.4.8.2	<i>Motor com Supercondutores na Excitação</i>	150
2.4.8.3	<i>Veículos Maglev</i>	151
2.4.9	<i>Conclusões</i>	151

2.5	Limitadores de Correntes de Curto-Circuito	153
2.5.1	Introdução	153
2.5.2	Soluções Convencionais para Lidar com Correntes de Curto-Circuito	154
2.5.3	Definições, Requisitos e Diferentes Localizações nas Redes Eléctricas dos Limitadores de Corrente Supercondutores	154
2.5.4	Classificação de Limitadores de Corrente Supercondutores.....	156
2.5.4.1	<i>Limitadores de Corrente Monofásicos</i>	156
2.5.4.2	<i>Limitadores de Corrente Trifásicos</i>	156
2.5.5	Limitadores de Corrente do Tipo Resistivo	157
2.5.5.1	<i>Resistivo Puro (Resistive)</i>	157
2.5.5.2	<i>Amortecimento Assistido por Campo Magnético (Magnetic Field Assisted Quench) ...</i>	167
2.5.5.3	<i>Conclusões</i>	169
2.5.6	Limitadores de Corrente do Tipo Indutivo	170
2.5.6.1	<i>Indutivo, de Blindagem Magnética ou Transformador (Inductive, Magnetic Shielding, Transformer)</i>	170
2.5.6.2	<i>Híbrido (Hybrid)</i>	175
2.5.6.3	<i>Captura de Fluxo (Flux-Lock)</i>	177
2.5.6.4	<i>Limitadores Indutivos com Núcleo de Ar</i>	178
2.5.6.5	<i>Transdutor, Núcleos Saturados ou Núcleos de Ferro Polarizados em DC (Transductor, Saturated Cores, DC Biased Iron Cores)</i>	178
2.5.6.6	<i>Modelização dos LCS Indutivos, de Blindagem Magnética ou Transformador</i>	180
2.5.6.7	<i>Conclusões</i>	181
2.5.7	Limitadores de Corrente do Tipo Rectificador	182
2.5.7.1	<i>Bobina de Núcleo de Ar com/sem Polarização DC (DC Reactor with/without DC Bias)</i>	182
2.5.7.2	<i>Bobina com Núcleo de Ar e Ponte Rectificadora Controlada (DC Reactor with Controlled Bridge)</i>	186
2.5.7.3	<i>Conclusões</i>	189

2.5.8	Limitadores de Corrente Trifásicos	189
2.5.8.1	<i>Limitador de Corrente Trifásico Puro</i>	189
2.5.8.2	<i>Conclusões</i>	191
2.5.9	Conclusões	192
3	Motor Síncrono Linear Todo Supercondutor	195
3.1	Introdução	195
3.2	Desenho do Motor	196
3.2.1	Armadura	197
3.2.2	Parte Móvel	202
3.3	Motor Completo	205
3.4	Determinação por Elementos Finitos a Duas Dimensões das Forças Desenvolvidas pelo Motor	207
3.5	Determinação Numérica das Forças Desenvolvidas pelo Motor	210
3.5.1	Metodologia	210
3.5.2	Análise e Processamento de Resultados	215
3.5.2.1	<i>Comparação de Resultados</i>	215
3.5.2.2	<i>Potência Desenvolvida</i>	216
3.5.2.3	<i>Perturbação em Torno do Ponto de Equilíbrio Vertical</i>	216
3.6	Controlo do Motor	217
3.6.1	Simulação Dinâmica	217
3.6.1.1	<i>Equação do Movimento</i>	217
3.6.1.2	<i>Método de Euler</i>	218
3.6.1.3	<i>Método de Euler-Cromer</i>	219
3.6.2	Controlo em Anel Aberto	219
3.6.2.1	<i>Velocidade Inicial Nula</i>	220
3.6.2.2	<i>Velocidade Inicial Não Nula</i>	221
3.6.2.3	<i>Aumento Progressivo da Frequência</i>	222
3.6.3	Controlo em Anel Fechado	223

3.6.3.1	<i>Controlo Proporcional</i>	224
3.6.3.2	<i>Controlo Proporcional-Integral</i>	227
3.7	Sistema de Magnetização por Impulso	228
3.8	Medições Experimentais	233
3.8.1	Medição da Densidade de Fluxo Magnético Gerada pelos Estatores	233
3.8.1.1	<i>Medição da Densidade de Fluxo ao Longo do Caminho Longitudinal Central</i>	234
3.8.1.2	<i>Medição da Densidade de Fluxo ao Longo de um Caminho Longitudinal não Central</i>	235
3.8.2	Medição do Fluxo Ancorado num Magneto de Fluxo Residual.....	236
3.8.2.1	<i>Sistema de Magnetização por Impulso</i>	236
3.8.2.2	<i>Medição do Campo Ancorado no YBCO</i>	240
3.8.2.3	<i>Análise de Resultados</i>	243
3.9	Análise Espectral da Força Magnetomotriz do Motor Linear Síncrono com Ferro	245
3.9.1	Comparação da Força Magnetomotriz para Diferentes Topologias da Armadura e Alimentação Sinusoidal Trifásica	245
3.9.1.1	<i>Topologia T1</i>	246
3.9.1.2	<i>Topologia T2</i>	250
3.9.1.3	<i>Comparação das Topologias</i>	251
3.9.2	Força Magnetomotriz para Alimentação por um Inversor de Corrente Ideal.....	253
3.10	Conclusões.....	255
4.	Modelização do Limitador de Corrente Indutivo	257
4.1	Introdução	257
4.2	Modelização do Limitador de Corrente.....	258
4.2.1	Considerações Iniciais.....	259
4.2.1.1	<i>Estrutura dos Limitadores Utilizados nas Simulações</i>	259
4.2.1.2	<i>Resultados das Simulações</i>	261
4.2.1.3	<i>Comparação do Ciclo de Histerese do Limitador com o do Núcleo de Ferro</i>	262
4.2.2	Determinação dos Parâmetros das Partes Constitutivas do Limitador.....	265

4.2.2.1	<i>Corrente Máxima do Cilindro SAT</i>	265
4.2.2.2	<i>Característica Magnética do Ferro com o Primário</i>	265
4.2.3	Construção do Ciclo Máximo de Histerese do Limitador	267
4.3	Metodologia Desenvolvida para Simulação Dinâmica de um Circuito com o Limitador de Corrente	269
4.3.1	Equações Dinâmicas do Circuito com o Limitador	269
4.3.2	Método de Euler Melhorado.....	270
4.3.3	Determinação da Excursão no Plano $i\psi$	272
4.4	Simulação de Limitadores de Corrente por Elementos Finitos	274
4.4.1	Impedância da Rede Constituída por uma Resistência, Limitador de Núcleo Fechado....	274
4.4.1.1	<i>Aplicação de um Curto-Circuito numa Passagem por Zero da Corrente</i>	274
4.4.1.2	<i>Aplicação de um Curto-Circuito num Instante de Corrente não Nula</i>	274
4.4.1.3	<i>Aplicação de Falhas Consecutivas</i>	275
4.4.2	Impedância da Rede Constituída por um RLC Série, com um Limitador de Núcleo Fechado	276
4.4.3	Impedância da Rede Constituída por uma Resistência, com Limitadores de Núcleo Aberto	277
4.4.3.1	<i>Simulação do Núcleo de Comprimento Menor.....</i>	277
4.4.3.2	<i>Simulação do Núcleo de Comprimento Médio</i>	278
4.4.3.3	<i>Simulação do Núcleo de Comprimento Maior.....</i>	279
4.5	Simulação de Limitadores de Corrente pela Metodologia Proposta	279
4.5.1	Determinação da Máxima Corrente do Cilindro Supercondutor	279
4.5.2	Determinação da Característica do Enrolamento do Primário com o Núcleo de Ferro	280
4.5.2.1	<i>Construção do Ciclo de Histerese Máximo do Limitador de Corrente</i>	280
4.5.2.2	<i>Avaliação do Comportamento Dinâmico do Limitador Fechado.....</i>	281
4.5.2.3	<i>Avaliação do Comportamento Dinâmico dos Limitadores de Núcleos Abertos</i>	283
4.6	Conclusões.....	289

5	Conclusões e Trabalho Futuro	291
5.1	Conclusões.....	291
5.1.1	Motor Síncrono Linear todo Supercondutor	291
5.1.2	Limitador de Corrente Indutivo	291
5.2	Trabalho Futuro	292
5.2.1	Motor Síncrono Linear todo Supercondutor	292
5.2.2	Limitador de Corrente Indutivo	292
	Bibliografia	295

Índice de Figuras

Figura 2.1: Heike Kamerlingh Onnes (fonte: http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1913/annes-bio.html).	12
Figura 2.2: Evolução prevista da resistência para temperaturas próximo do zero absoluto, de acordo com as principais teorias vigentes em 1911. Elaborado a partir de (Bruyn Ouboter, 1987).	12
Figura 2.3: Medições efectuadas por Onnes comprovando a queda abrupta da resistência em fios capilares de mercúrio (Hg) a 4,2 K. Em abcissas tem-se a resistência (como fracção do valor medido a 0 °C) e em ordenadas a temperatura, em graus Kelvin.	12
Figura 2.4: Da esquerda para a direita, John Bardeen, Leon Cooper e John Schrieffer (fonte: http://materials.usask.ca/images/photos/BCS-p674.GIF).	13
Figura 2.5: Da esquerda para a direita, Alex Müller e Georg Bednorz (fonte: http://www.uzh.ch/news/articles/2006/2005.html).	14
Figura 2.6: Comportamento de um supercondutor e de um condutor perfeito sujeitos a arrefecimento em campo nulo (ACN) ou arrefecimento na presença de campo (APC). O campo é aplicado, se não existir, e posteriormente removido. Verificam-se comportamentos distintos no caso de arrefecimento na presença de campo.	18
Figura 2.7: Espaço de fases B-T de supercondutores do tipo I. Elaborado a partir de dados de (Lide, 2004).	19
Figura 2.8: Diagrama T-J-H ou espaço de fases típico de um supercondutor. O material é supercondutor dentro do volume indicado no espaço de fases.	20
Figura 2.9: Placa supercondutora de dimensões suficientemente elevadas para que possam ser desprezados os efeitos das extremidades no plano de estudo. Uma face do bloco coincide com o plano xz. O material está imerso num campo aplicado uniforme, B_{ap} , paralelo a z.	22
Figura 2.10: Expulsão da densidade de fluxo do interior de um bloco supercondutor pelo estabelecimento de correntes de blindagem. Tanto a densidade de fluxo como a densidade de corrente, só existem numa camada superficial, caracterizada pela profundidade de penetração λ_L	24
Figura 2.11: Distribuição radial da componente circunferencial da densidade de fluxo causada por um condutor de raio R percorrido por uma corrente I, no caso de um supercondutor, B_s , e de um condutor normal, B_n	24
Figura 2.12: Evolução da densidade de fluxo e da densidade de pares de Cooper na interface entre um material normal (ou vácuo) e um supercondutor, em $x=0$. Representam-se distintos valores do parâmetro GL.	28
Figura 2.13: Curvas de magnetização típicas de supercondutores do tipo I e do tipo II.	28

Figura 2.14: Representação esquemática de um vórtice de correntes, cuja densidade é representada pelas setas, suportando um tubo de fluxo correspondente a um fluxóide.	30
Figura 2.15: Densidades de fluxo e de corrente associadas a um vórtice isolado.	31
Figura 2.16: Diagrama de fase típico de um supercondutor do tipo II. O material representado é o nióbio e o diagrama é construído de acordo com dados de (Lide, 2004).	31
Figura 2.17: Penetração de fluxo magnético, sob a forma de vórtices, num supercondutor do tipo II sujeito a um campo aplicado B_{ap} . Os vórtices formam uma rede de Abrikosov. Note-se que, enquanto as correntes de blindagem são diamagnéticas, os vórtices são paramagnéticos.	32
Figura 2.18: Rede de Abrikosov.	32
Figura 2.19: Magnetização de um supercondutor do tipo II, desde o estado Meissner até ao estado normal, por aplicação de um campo B_{ap}	33
Figura 2.20: Penetração de fluxo num supercondutor com centros de ancoramento, sujeito a um campo aplicado crescente.	35
Figura 2.21: Evolução do fluxo num supercondutor com centros de ancoramento, sujeito a um campo aplicado decrescente. Quando o campo aplicado se anula, o material permanece com fluxo residual.	35
Figura 2.22: Evolução cronológica da máxima temperatura crítica de materiais supercondutores. ...	37
Figura 2.23: Estrutura cristalina do YBCO na sua fase ortorrômbica.	38
Figura 2.24: Peças em YBCO monocristalino.	40
Figura 2.25: Peças em YBCO policristalino, fabricadas pela companhia ATZ GmbH (http://www.atz-gmbh.com/index.html).	41
Figura 2.26: Peças em Bi-2223 policristalino, fabricadas pela companhia Can Superconductors (http://www.can-superconductors.com/).	42
Figura 2.27: Fita supercondutora Bi-2223 fabricada pela empresa American Superconductor (http://www.amsc.com/).	43
Figura 2.28: Degradação da densidade de corrente crítica na presença de campos magnéticos. Fita da American Superconductor, modelo HTS High Strength Plus Wire (http://www.amsc.com/). Gráficos elaborados a partir de um catálogo da empresa.	44
Figura 2.29: Adaptação do diagrama das camadas dos condutores revestidos a YBCO fabricados pela empresa American Superconductor (http://www.amsc.com/).	45
Figura 2.30: Fita supercondutora de segunda geração fabricada pela empresa American Superconductor (http://www.amsc.com/).	45

Figura 2.31: Comparação de fitas 1G e 2G, para diferentes temperaturas, sujeitas a densidade de fluxo perpendicular à superfície da fita. Fonte: Companhia Theva (http://www.theva.com/). Gráfico elaborado a partir de um catálogo da empresa.....	46
Figura 2.32: Placa supercondutora de dimensões infinitas segundo x e z e de espessura 2a segundo y. O material está imerso num campo aplicado uniforme, B_{ap} , paralelo a z.	48
Figura 2.33: Campo aplicado fraco num supercondutor do tipo II no estado misto, de acordo com o modelo de estado crítico de Bean. O campo é incrementado de forma progressiva a partir de zero.	50
Figura 2.34: Campo aplicado elevado num supercondutor do tipo II no estado misto, de acordo com o modelo de Bean, para $B_0 = 2B^*$	52
Figura 2.35: Evolução da densidade de fluxo e de corrente num supercondutor sujeito a um campo aplicado decrescente, de acordo com o modelo de Bean.	52
Figura 2.36: Ancoramento de fluxo num supercondutor, de acordo com o modelo de Bean, na situação de arrefecimento na presença de campo, após o qual a excitação é progressivamente retirada.....	53
Figura 2.37: Anéis de correntes persistentes num magneto de fluxo residual completamente magnetizado, de acordo com o modelo pilha de areia. As correntes fluem perpendicularmente a z (que coincide com o eixo c), em anéis elementares de espessura Δw e altura Δh	54
Figura 2.38: O elemento de corrente $ICdl$ origina, no ponto P, uma densidade de fluxo elementar, dB , dada pela lei de Biot-Savart.	55
Figura 2.39: Vista em planta de um anel rectangular de corrente situado em $x = \pm a$ e $y = \pm b$	56
Figura 2.40: Perfil de campo ancorado (componente segundo z), numa amostra de Y-123 com um único domínio e dimensões $38 \times 38 \times 17 \text{ mm}^3$. O campo é obtido a 0,6 mm da superfície da amostra.	57
Figura 2.41: Relação entre densidade máxima de fluxo da componente z e densidade crítica de corrente, obtida a partir do modelo pilha de areia, numa amostra de Y-123 com um único domínio e dimensões $38 \times 38 \times 17 \text{ mm}^3$. A densidade de fluxo é calculada a 0,6 mm da superfície da amostra.	58
Figura 2.42: Lei da potência E-J para diferentes valores do parâmetro n.	59
Figura 2.43: Evolução qualitativa da resistividade de um supercondutor, obtida a partir da lei da potência E-J, com o parâmetro n.	59
Figura 2.44: Gráfico da variação da magnetização com o tempo. A magnetização está representada em gauss, sendo $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ou $4\pi \times 10^{-11} \text{ A/m}$ num meio com permeabilidade magnética relativa unitária. O campo aplicado, paralelo ao eixo c, é de 1 T. Adaptado de (Yeshurun, Malozemoff, & Shaulov, 1996).	61
Figura 2.45: Características isotérmicas de amostras de Bi-2212 a diferentes temperaturas.	64

Figura 2.46: Estrutura helicoidal das fitas Bi-2223 num cabo de energia supercondutor, em que p é o passo da hélice e d o diâmetro do cabo.	69
Figura 2.47: Cabos supercondutores monofásicos.	70
Figura 2.48: Cabo trifásico da empresa Sumitomo (http://www.sumitomoelectricusa.com/), constituído por três núcleos monofásicos e um crióstato comum. Cada núcleo tem a sua própria blindagem, implementada por uma camada supercondutora. O cabo tem cerca de 135 mm de diâmetro.	71
Figura 2.49: Cabo triaxial, ou triax, da empresa nkt cables (http://www.nktcables.com/). O cabo tem 150 mm de diâmetro.	71
Figura 2.50: Representação por computador de um cabo supercondutor bipolar. Adaptado de (Grant, 2007).	72
Figura 2.51: Comparação entre transformadores convencionais e supercondutores, da gama dos 30 MVA. Adaptado de (McConnell, Metha, & Walker, 2000).	79
Figura 2.52: Transformador monofásico de 1 MVA do projecto Waukehsa. Adaptado de (Schwenterly, Mehta, Walker, & Jones, 2002).	80
Figura 2.53: Aspecto dos enrolamentos em transformadores supercondutores.	82
Figura 2.54: Representação por computador de um cabo Roebel composto por nove fitas Bi-2223. Retirado de (Hussennether, Oomen, Leghissa, & Neumüller, 2004).	82
Figura 2.55: Representação por computador do transformador para tracção eléctrica de 1 MVA da Siemens. Note-se que o transformador está na horizontal, numa estrutura plana, destinada a ser incluído num comboio. Retirado de (Schlosser, Schmidt, Leghissa, & Meinert, 2003).	83
Figura 2.56: Comparação dos ciclos de histerese de ligas metálicas, uma amorfa (Fe78B13Si9) e outra cristalina (ARMCO ORIENTED M-4). É evidente que o ciclo da liga amorfa é mais estreito, levando a menores perdas magnéticas que as da liga cristalina. Também é visível a menor densidade de fluxo de saturação da liga amorfa. Retirado de (Hasegawa, 1984).	86
Figura 2.57: Transformador trifásico de núcleo amorfo e uma potência de 630 kVA. Retirado de (Wang, et al., 2007).	86
Figura 2.58: Núcleo amorfo do transformador de 630 kVA. É um desenho do tipo cruciforme, cuja unidade elementar se representa em b).	87
Figura 2.59: Transformadores supercondutores para distintas aplicações.	88
Figura 2.60: Exemplo de volante de inércia, em que se representa apenas as partes mecânicas principais. As chumaceiras de pouso, não supercondutoras, têm como função proteger o conjunto em caso de falha, ou auxiliar o mesmo aquando do arrefecimento dos supercondutores (Strasik, et al., 2007).	95

Figura 2.61: Vista em corte do rotor de um volante de inércia. h é a altura do rotor, r_e o raio externo e r_i o raio interno.	95
Figura 2.62: Variação do momento de inércia do rotor com a altura do cilindro que constitui o mesmo, mantendo massa e raio interno constantes.....	96
Figura 2.63: Variação da velocidade periférica do rotor com o momento de inércia do mesmo, mantendo a velocidade de rotação constante.	96
Figura 2.64: Esquema de rotor formado por anéis concêntricos (multiring ou multirim).....	97
Figura 2.65: Tipos de chumaceiras magnéticas supercondutoras.	99
Figura 2.66: Diferentes possibilidades de orientação da magnetização numa chumaceira axial, considerando que os supercondutores, não presentes, ficam por baixo dos magnetos. Os mesmos conceitos também se aplicam a chumaceiras radiais.	100
Figura 2.67: Comparação qualitativa da componente normal da densidade de fluxo, B_N , ao nível dos supercondutores da chumaceira (sem os mesmos estarem presentes), obtidos com diferentes orientações de magnetos permanentes, nomeadamente axial, radial e em cadeia de Halbach, numa chumaceira axial.....	100
Figura 2.68: YBCO maciço utilizado em chumaceiras supercondutoras.	101
Figura 2.69: Chumaceiras magnéticas passivas, em configuração coaxial. A visualização das linhas de fluxo permite verificar o desenvolvimento de forças axiais no rotor.	101
Figura 2.70: Chumaceiras magnéticas passivas, em configuração axial (Sotelo, de Andrade, & Ferreira, 2007).	102
Figura 2.71: Chumaceiras magnéticas activas.....	103
Figura 2.72: Diagrama de um SMES ligado à rede de energia eléctrica.....	108
Figura 2.73: Cabos Rutherford, formados por condutores de Bi-2212, cada um com sete secções multifilamentares.....	111
Figura 2.74: Panquecas de BSCCO para construção da bobina do SMES.....	112
Figura 2.75: Topologias de SMES.	113
Figura 2.76: Diferentes arranjos para a topologia solenoidal. Retirado de (Weck, Ehrhart, Muller, & Reiner, 1997).	113
Figura 2.77: Conversor em fonte de corrente com comando por seis pulsos.	118
Figura 2.78: Conversor em fonte de corrente com comando por 12 pulsos.	119
Figura 2.79: Conversor em fonte de tensão com chopper.	119
Figura 2.80: Ilustração simplificada dos modos de funcionamento do SMES.	120

Figura 2.81: Exemplo de um SMES numa rede de distribuição. P, Q, PT, QT, PSMES e QSMES correspondem, respectivamente, às potências activas e reactivas no barramento, transmitidas e no SMES.	125
Figura 2.82: Unidade D-SMES.	127
Figura 2.83: Exemplo de protecção de uma carga sensível com um SMES, através de um esquema com um chopper.	127
Figura 2.84: Representação qualitativa da potência específica num motor convencional, P_{conv} , e num motor supercondutor sem ferro, P_{sat} , em função do volume do dispositivo.	130
Figura 2.85: Representação esquemática do motor Meissner, adaptado de (Takeoka, Ishikawa, Suzuki, Niki, & Kuwano, 1989).	131
Figura 2.86: Motor homopolar.	133
Figura 2.87: Motor homopolar desenvolvido pelo Naval Surface Warfare Center. Adaptado de (Superczynski & Waltman, 1997).	134
Figura 2.88: Motor homopolar da General Electrics (fonte: http://atg.ga.com/EM/defense/dc-motor/index.php).	134
Figura 2.89: Rotores de motores síncronos com supercondutores nos enrolamentos de excitação da American Superconductor.	135
Figura 2.90: Esquema do motor síncrono para propulsão marítima da American Superconductor. Adaptado de (Kalsi, Gamble, Snitchler, & Ige, 2006).	136
Figura 2.91: Motor síncrono supercondutor de 36,5 MW da American Superconductor.	136
Figura 2.92: Motores síncronos desenvolvidos pela NEDO.	137
Figura 2.93: Máquina síncrona de 1 MW desenvolvida na fase II do programa DAPAS. Retirado de (Kwon, et al., 2008).	138
Figura 2.94: Máquinas síncronas supercondutoras desenvolvidas pela Siemens.	139
Figura 2.95: Rendimentos de máquinas síncronas com SAT de alta (1500-3600 rpm) e baixa (120-230) velocidade. Comparação com valores típicos de rendimento de máquinas síncronas convencionais de alta velocidade, cujos valores foram retirados de (Beaty & Kirtley, 1998).	140
Figura 2.96: Motor de relutância monofásico convencional.	141
Figura 2.97: Motor de relutância trifásico SAT. Os elementos SAT bloqueiam a passagem de fluxo magnético, enquanto que os ferromagnéticos o canalizam. A gradação de cor representa a densidade de corrente, desde o mínimo negativo (amarelo) até ao máximo positivo (azul).	142
Figura 2.98: Motor de relutância supercondutor de 200 kW. Imagens retiradas de (Oswald, et al., 2005).	142

Figura 2.99: Motor de relutância supercondutor de quatro pólos. São visíveis as peças em BSCCO, bloqueadoras de fluxo. Retirado de (Kovalev, et al., 2002).....	143
Figura 2.100: Motores de histerese convencional e supercondutor. O material que faz a união entre a manga rotórica e o veio (a rosa) é não magnético. A gradação de cor representa a densidade de corrente, desde o mínimo negativo (amarelo) até ao máximo positivo (azul).....	144
Figura 2.101: Motor de histerese supercondutor de 4 kW. Retirado de (Kovalev, et al., 2000).	145
Figura 2.102: Comparação entre as características do motor supercondutor em gaiola de esquilo e do motor de indução convencional. Adaptado de (Sim, Park, Lim, Cha, Ji, & Lee, 2003) e (Sim, Lee, Cha, & Lee, 2004).....	146
Figura 2.103: Motor de histerese de fluxo axial, com dois semi-estatores para otimizar a distribuição de densidade de fluxo no entreferro. O rotor é composto por um disco maciço de Bi-2223. Retirado de (Nakamura, Jung, Fukui, Muta, & Hoshino, 2003).	146
Figura 2.104: Rotor do motor tetrapolar de fluxo residual. Os anéis de YBCO são visíveis envolvendo peças polares ferromagnéticas. Retirado de (Granados, et al., 2006).....	148
Figura 2.105: Rotor do motor de fluxo residual em disco. Retirado de (Miki, et al., 2006).	149
Figura 2.106: Motor linear síncrono com supercondutores na armadura. Retirado de (Kim, Jung, Choi, Jung, Kim, & Hahn, 2002).	150
Figura 2.107: Motor linear síncrono com excitação formada por um magneto supercondutor. Retirado de (Takahashi, Ueda, & Ishiyama, 2003).	151
Figura 2.108: Pontos possíveis de introdução de limitadores de corrente na rede eléctrica. A tracejado representam-se os transformadores que se poupam com o acoplamento entre as redes de transporte em alta tensão através do LCS.	157
Figura 2.109: Classificação de limitadores de corrente supercondutores monofásicos.....	158
Figura 2.110: Diagrama esquemático do limitador de corrente resistivo.	158
Figura 2.111: Relação qualitativa entre campo eléctrico, E , e densidade de corrente, J , num material supercondutor de alta temperatura. A curva é isotérmica e as escalas são logarítmicas.....	159
Figura 2.112: Diferentes respostas a uma falha de limitadores de corrente resistivos com materiais de distintos comprimentos. Adaptado de (Paul, Chen, Lakner, Rhyner, Braun, & Lanz, 2001).....	160
Figura 2.113: Influência da curva E-J na potência dissipada para uma redução local em J_C de 5%. Adaptado de (Tixador, et al., 2002).....	161
Figura 2.114: Elementos do LCS resistivo de 6,4 MVA da empresa ABB. Retirado de (Chen, et al., 2002)	162
Figura 2.115: Limitação de uma corrente prospectiva de 20 kAef no LCS demonstrador de 6,4 MVA da ABB. Adaptado de (Chen, et al., 2002).....	162

Figura 2.116: Disco e serpentina obtidas a partir de YBCO maciço. Retirado de (Floegel-Delor, Riedel, Rothfeld, Wippich, Goebel, & Werfel, 2003).....	163
Figura 2.117: Bobinas bifilares do limitador resistivo do projecto CURL 10. Retirado de (Bock, et al., 2005).....	163
Figura 2.118: LCS resistivo do projecto CURL 10.	165
Figura 2.119: LCS em filme fino de YBCO. Os elementos são em espiral.	165
Figura 2.120: LCS em filme fino de YBCO. Os elementos são em espiral dupla. Retirado de (Sim, et al., 2007).....	166
Figura 2.121: Limitador do projecto SUPERPOLI, baseado em condutores revestidos a YBCO num substrato de aço inoxidável. Retirado de (Usoskin, et al., 2003).	167
Figura 2.122: LCS resistivo desenvolvido pela organização NEDO. Retirado de (Yazawa, et al., 2008).	167
Figura 2.123: Diagrama esquemático do limitador de corrente resistivo de amortecimento assistido por campo magnético.....	168
Figura 2.124: Componente do LCS de amortecimento assistido por campo magnético. O cilindro interior é uma bobina em Bi-2212, sendo o exterior uma bobina convencional. Ambas são ligadas em paralelo. Retirado de (Elschner S. , et al., 2008).	169
Figura 2.125: Arranjo matricial do LCS de amortecimento assistido por campo magnético. Retirado de (Elschner S. , et al., 2008).	169
Figura 2.126: Diagrama esquemático do limitador de corrente indutivo.	171
Figura 2.127: Vista em corte de um limitador indutivo.....	172
Figura 2.128: Tipos de núcleo no LCS indutivo.....	172
Figura 2.129: Operação do LCS indutivo.	173
Figura 2.130: Componente normal da densidade de fluxo no LCS indutivo.	173
Figura 2.131: Resultados dos testes de curto-circuito ao LCS da ABB, para uma corrente prospectiva de cerca de 60 kA. Retirado de (Paul, et al., 1997).	174
Figura 2.132: LCS de 1,2 MVA instalado numa linha auxiliar da central hidroeléctrica Kraftwerk am Löntsch. É visível o depósito de azoto líquido no lado direito da imagem. Retirado de (Paul, et al., 1997).....	175
Figura 2.133: LCS indutivo com cilindros formados por filme fino de Bi-2223 depositado em MgO, com camada intermédia de Bi-2212. Retirado de (Kado, Ichikawa, Shibuya, Kojima, Kawahara, & Matsumura, 2005).	175
Figura 2.134: Diagrama esquemático do limitador de corrente híbrido.....	176

Figura 2.135: Elementos supercondutores do LCS híbrido do projecto BYFAULT. Retirado de (Granados, Puig, Teva, Mendoza, & Obradors, 2001).....	176
Figura 2.136: SCL indutivo do projecto BYFAULT, com os secundários curto-circuitados por elementos SAT. O sistema fica imerso em azoto líquido. Retirado de (Granados, et al., 2002).	177
Figura 2.137: Diagrama esquemático do limitador de corrente de captura de fluxo.....	178
Figura 2.138: Diagrama esquemático do limitador de corrente transdutor, de núcleos saturados, ou de núcleos polarizados em DC.	179
Figura 2.139: Característica magnética do LCS com polarização DC. As curvas a tracejado correspondem às características dos núcleos polarizados L1 e L2. A curva a cheio corresponde à característica do dispositivo.....	180
Figura 2.140: LCS de núcleos saturados trifásico, 35 kV/90 MVA, da Innopower. Retirado de (Gong, et al., 2008).....	180
Figura 2.141: Esquema equivalente de Steinmetz de um LCS indutivo. Na figura, r_P e λ_P , representam, respectivamente, a resistência e indutância de dispersão do primário, $N_2 \cdot R_{SAT}$ e $N_2 \cdot \lambda_{SAT}$ representam a resistência e indutância de dispersão do SAT reduzidas ao primário, λ_{SAT} representa a indutância de magnetização, e i_{linha} e i_{SATN} representam a corrente da linha (ou do primário) e corrente do SAT reduzida ao primário.	181
Figura 2.142: Diagrama esquemático do limitador de corrente do tipo rectificador com polarização DC.	183
Figura 2.143: Operação do LCS rectificador com ponte não controlada e fonte de polarização.	184
Figura 2.144: Operação do LCS rectificador com ponte não controlada e sem fonte de polarização.	185
Figura 2.145: LCS rectificador do projecto Super-ACE.	186
Figura 2.146: LCS rectificador do Instituto de Eng. Electrotécnica da Academia Chinesa de Ciências (Hui, et al., 2006).	186
Figura 2.147: Operação do LCS rectificador com ponte controlada e sem fonte de polarização.	187
Figura 2.148: Operação em modo de limitação do LCS rectificador com ponte controlada, para diferentes ângulos de disparo dos tiristores.	188
Figura 2.149: LCS rectificador trifásico desenvolvido pelo Laboratório Nacional de Los Alamos.	189
Figura 2.150: Diagrama esquemático do limitador de corrente trifásico.	190
Figura 2.151: Módulo das correntes na entrada da ponte, i_a , i_b e i_c (ramos A, B e C, respectivamente) e no SAT, i_S . Situação de rede e cargas equilibradas.	191
Figura 2.152: Operação do LCS trifásico, para falhas nas três fases em simultâneo e numa só fase. As correntes limitadas são i_a , i_b e i_c (para as fases A, B e C, respectivamente) e as prospectivas são i_{pa} , i_{pb} e i_{pc} (idem).....	192

Figura 2.153 Operação do LCS trifásico com cargas desequilibradas. As cargas nas fases A, B e C são, respectivamente, 64 Ω , 32 Ω e 12 Ω . As correntes nas fases são i_a , i_b e i_c e as correntes sem LCS são i_{pa} , i_{pb} e i_{pc}	193
Figura 3.1: Dimensões relevantes dos enrolamentos da armadura: espessura de uma perna do enrolamento, s , comprimento activo considerado para efeitos de cálculo, w_s , raio de curvatura, r_b , e largura do enrolamento, l_w	198
Figura 3.2: Vista em planta, com dimensões em milímetros, dos moldes construídos em nylon.	198
Figura 3.3: Construção dos enrolamentos da armadura do motor linear.....	199
Figura 3.4: Disposição das fases num estator simples.	199
Figura 3.5: Disposição das fases num estator duplo.	200
Figura 3.6: Componentes da densidade de fluxo produzidas por um estator, medidas num plano situado a 10 mm das bobinas. Para as simulações são consideradas correntes trifásicas de amplitude 65 A. O gráfico diz respeito ao instante em que as correntes nas fases A, B e C, i_a , i_b e i_c , são, respectivamente, 65, 0 e -65 A.....	200
Figura 3.7: Componentes da densidade de fluxo produzidas por um estator duplo, medidas num plano situado a 10 mm das bobinas. Para as simulações são consideradas correntes trifásicas de amplitude 65 A. O gráfico diz respeito ao instante em que as correntes nas fases A, B e C, i_a , i_b e i_c , são, respectivamente, 65, 0 e -65 A.	200
Figura 3.8: Linhas de fluxo obtidas na configuração com estator simples. É clara a presença de componente tangencial da densidade de fluxo em planos paralelos à superfície do estator.	201
Figura 3.9: Representação do vector densidade de fluxo, obtido na configuração com estator simples, num plano situado a 10 mm do estator. É clara a presença de componente tangencial da densidade de fluxo.	201
Figura 3.10: Linhas de fluxo obtidas na configuração com estator duplo. A componente tangencial da densidade de fluxo no plano entre os estatores é praticamente anulada.....	201
Figura 3.11: Representação do vector densidade de fluxo, obtido na configuração com estator duplo, num plano situado a 10 mm de cada estator. A componente tangencial da densidade de fluxo no plano entre os estatores é imperceptível.....	202
Figura 3.12: Estator do motor linear, formado pelos enrolamentos em Bi-2223, montados numa estrutura de tufnol kite. Todos os parafusos utilizados são em nylon, de modo a que não haja distorção da densidade de fluxo. A fase B não se encontra presente, dado que, como se verá posteriormente, não será necessária para os cálculos das forças estáticas.	202
Figura 3.13: Blocos de Y-123 adquiridos à empresa ATZ GmbH, para constituírem a excitação do motor linear sob a forma de magnetos de fluxo residual.	203

Figura 3.14: Cálculo numérico, através do modelo pilha de areia, das componentes da densidade de fluxo ancorada num bloco de dimensões 40 mm (segundo x), 32 mm (segundo y) e 10 mm (segundo z). O campo é medido a 2 mm da superfície do bloco e a densidade crítica de corrente considerada é de 5,2507800 kA/cm ² . Os parâmetros do modelo, $w\Delta$ e Δh , são, respectivamente, 0,4 e 1 mm. ...	204
Figura 3.15: Campo ancorado em dois blocos de Y-123, em sentidos opostos. Imagem obtida com a aplicação NablaX. Na altura em que foi realizada esta simulação, a forma da parte móvel era diferente da actual. Contudo, os blocos tinham a mesma posição relativa.	204
Figura 3.16: Representação da parte móvel do motor linear entre os enrolamentos da armadura. De acordo com as dimensões dos mesmos, o passo polar será de 219 mm. As dimensões estão em milímetros.	205
Figura 3.17: Imagem gerada por computador do motor com sistema de medição da característica estática, através de dois dinamómetros e roldanas.	206
Figura 3.18: Estrutura de suporte do motor linear síncrono, em tufnol kite. São também visíveis as guias onde se apoiará a parte móvel e dois varões roscados de alumínio para suportar os dinamómetros.	206
Figura 3.19: Vista em perspectiva, gerada por computador, para ilustrar a forma de deslocamento da parte móvel sobre guias.	206
Figura 3.20: Bloco de Y-123, com as linhas de fluxo correspondentes ao campo ancorado. O bloco é modelizado como tendo duas zonas de densidade de corrente oposta, de valor igual à densidade crítica, suportando o fluxo.	208
Figura 3.21: Componentes da densidade de fluxo medida a 2 mm dos blocos de Y-123.	208
Figura 3.22: Pormenor da geometria utilizada para simulação do motor linear no Flux2D.	209
Figura 3.23: Referencial utilizado na descrição do motor. O referencial da parte móvel situa-se no ponto equidistante entre os dois magnetos de fluxo residual. À distância entre os dois referenciais corresponde o deslocamento do motor.	209
Figura 3.24: Correntes trifásicas da armadura, geradas por um inversor ideal de corrente.	209
Figura 3.25: Perfil da força de propulsão desenvolvida pelo motor, obtida por elementos finitos. A força vertical obtida, segundo z, é desprezável face a esta.	210
Figura 3.26: Perfis da componente z da densidade de fluxo ancorada num bloco de Y-123 a diferentes distâncias do mesmo. Os perfis foram obtidos com o modelo pilha de areia.	211
Figura 3.27: Médias das componentes da densidade de fluxo de um bloco de Y-123 ao longo da altura dos enrolamentos.	212
Figura 3.28: Médias das componentes da densidade de fluxo de um bloco de Y-123 ao longo da altura e comprimento dos enrolamentos.	212

Figura 3.29: Médias das componentes da densidade de fluxo dos dois blocos de Y-123 ao longo da altura e comprimento dos enrolamentos.	212
Figura 3.30: Função $c\theta$, que descreve o andamento das correntes ao longo da armadura, para $\omega t \in 0^\circ, 60^\circ$. Representam-se as diferentes fases para melhor visualização.	213
Figura 3.31: Cálculo da força de propulsão desenvolvida pelo motor com um estator.	213
Figura 3.32: Forças desenvolvidas na parte móvel por acção de um estator.	214
Figura 3.33: Interação da densidade de fluxo da excitação com as correntes na armadura. Como se pode verificar, as componentes segundo x têm sentidos opostos e segundo z têm sentidos concordantes, nos enrolamentos inferiores e superiores correspondentes.	214
Figura 3.34: Força de propulsão resultante na parte móvel, por acção dos dois estatores que constituem a armadura. A região destacada no gráfico corresponde ao intervalo em que a força desenvolvida é maximizada, nomeadamente para $\theta \in 39^\circ, 99^\circ$	215
Figura 3.35: Comparação entre os perfis de forças de propulsão obtidos por simulação e numericamente.	216
Figura 3.36: Perfis das potências desenvolvidas, para diferentes frequências de alimentação, e assumindo que a parte móvel se desloca à velocidade de sincronismo.	217
Figura 3.37: Forças verticais desenvolvidas para desvios da parte móvel no sentido positivo do eixo z	217
Figura 3.38: Posição, velocidade e força resultante, referentes à parte móvel do motor, para uma frequência imposta de 10 Hz e uma velocidade inicial nula.	221
Figura 3.39: Andamento do valor da velocidade inicial mínima, v_i , que permite levar a parte móvel ao sincronismo, em percentagem da velocidade de sincronismo, v_s . Note-se que para 2 Hz, esse valor é zero, isto é, partindo do repouso, com essa frequência, a parte móvel atinge o sincronismo.	222
Figura 3.40: Evolução da velocidade da parte móvel, partindo do repouso e com uma frequência de operação de 2 Hz.	222
Figura 3.41: Evolução da velocidade da parte móvel, para diferentes valores da velocidade inicial, v_i , em percentagem da velocidade de sincronismo, v_s . As simulações são realizadas para uma frequência de operação de 20 Hz.	223
Figura 3.42: Evolução da velocidade do motor, v , com o aumento progressivo da frequência f . Representa-se também a velocidade síncrona, v_s , correspondente a cada valor de f . Os incrementos de f são de 1 Hz, e cada frequência é mantida durante 5 s, até aos 10 Hz.	223
Figura 3.43: Esquema de controlo em anel fechado, com retroacção da velocidade, utilizado para o motor. As variáveis apresentadas são a referência de velocidade, v^* , a velocidade da parte móvel, v , o erro entre as velocidades, e , e a referência de frequência, f^*	224

Figura 3.44: Evolução da velocidade e frequência do motor com controlo proporcional. Os resultados correspondem a $\Delta t_f=20$ ms, e a diferentes valores da constante de controlo, k_p . Representa-se também a velocidade de referência, v_{ref} , e o correspondente valor de frequência, f_{ref} . Estas variáveis tomam, respectivamente, os valores de 4,38 m/s e 10 Hz.....	225
Figura 3.45: Evolução da velocidade, para uma referência de 4,38 m/s, e diferentes valores de Δt_f . O ganho é $k_p=0,01$ Hz/m.	226
Figura 3.46: Evolução da velocidade e frequência do motor com controlo proporcional, com a aplicação de dois escalões de velocidade. Os resultados correspondem a $\Delta t_f=20$ ms e a $k_p=0,02$ Hz/m. Representam-se também as velocidades de referência, v_{ref} (4,38 e 2,63 m/s), e os correspondente valores de frequência, f_{ref} (10 e 6 Hz).	227
Figura 3.47: Evolução da velocidade e frequência do motor com controlo proporcional-integral. Os resultados correspondem a $\Delta t_f=20$ ms, e a $k_p=0,02$ Hz/m e $k_i=10^{-4}$ Hz ² /m. Representam-se também a velocidade de referência, v_{ref} , e o correspondente valor de frequência, f_{ref}	228
Figura 3.48: Imagem gerada por computador das bobinas de magnetização com a parte móvel inserida.....	229
Figura 3.49: Corte de uma bobina de magnetização, formada por duas partes, uma superior, com $M \times N$ espiras, e outra inferior, com o mesmo número. As duas partes ligam-se em série.....	230
Figura 3.50: Variação da componente axial da densidade de fluxo com o número de espiras, N , e o número de conjuntos de espiras empilhados, M . O campo é medido no centro da bobina, correspondendo assim ao valor máximo do mesmo, sendo a corrente de 1 kA.....	230
Figura 3.51: Variação espacial da densidade de fluxo, em função do raio, num plano passando pelo centro da bobina de magnetização. O campo é medido até à extremidade do bloco de Y-123, segundo a maior dimensão (40 mm), sendo a corrente de 1 kA.	230
Figura 3.52: Sequência de magnetização do bloco de Y-123. A gradação de cores corresponde a densidade de corrente, desde o máximo positivo (a azul) até ao negativo (a amarelo). Na última figura é perceptível um erro de visualização causado pelo Flux2D, que, contudo, não interfere nos resultados.....	231
Figura 3.53: Fluxo ancorado alimentando a bobina de magnetização com um impulso de 1 kA. A densidade de corrente crítica considerada é de 30 kA/cm ²	232
Figura 3.54: Situação de completa penetração dos blocos supercondutores por fluxo magnético...	232
Figura 3.55: Fluxo ancorado num bloco de Y-123, incluindo efeito da bobina de magnetização adjacente.....	233
Figura 3.56: Duplo estator mergulhado em azoto líquido, para medição da densidade de fluxo por meio de uma sonda de Hall.....	234

Figura 3.57: Sonda de Hall da Siemens de fluxo transversal, referência KSY-14. A sonda está montada numa placa de dupla face com pistas de cobre, que transportam os sinais de corrente e tensão de e para a electrónica, montada numa estrutura oca de baquelite.....	234
Figura 3.58: Componente Bz da densidade de fluxo medida ao longo de um caminho longitudinal passando pelo meio das bobinas da armadura, à mesma distância dos dois estatores. Representa-se o campo medido e o campo simulado com o Flux2D.	235
Figura 3.59: Caminho utilizado para medição da componente Bz da densidade de fluxo junto às extremidades das bobinas do estator.	235
Figura 3.60: Componente Bz da densidade de fluxo medida ao longo de um caminho longitudinal passando junto às extremidades das bobinas da armadura, à mesma distância dos dois estatores.	236
Figura 3.61: Bobinas de cobre para o sistema de magnetização por impulso de corrente. As bobinas foram construídas nas oficinas da Base Aérea de Badajoz. O enfitamento com fibra de vidro e o banho de resina foram realizados pela empresa Oficel (www.oficel.pt).....	237
Figura 3.62: Estrutura em nylon para ensaio das propriedades de ancoramento de campo por parte dos blocos de YBCO. A estrutura foi construída, a partir de desenhos fornecidos, pela empresa A. M. Tita.....	238
Figura 3.63: Bloco de YBCO fixado à estrutura de nylon por silicone.	238
Figura 3.64: Barras flexíveis de cobre montadas na estrutura onde se encontram as fontes de corrente. As barras estão unidas, por meio de ligadores, a outras barras de cobre, rígidas, que servem como nós comuns das quatro fontes.	239
Figura 3.65: Conexão entre as barras flexíveis e as bobinas de cobre. As duas bobinas são colocadas em série.	240
Figura 3.66: Superfície da densidade de fluxo obtida no centro da bobina, na zona onde ficará o supercondutor, à temperatura ambiente.	241
Figura 3.67: Arrefecimento das bobinas de cobre e medição da densidade de fluxo ancorada.	242
Figura 3.68: Campo ancorado na amostra de YBCO, após um impulso de corrente de 1000 A.	242
Figura 3.69: Linhas de nível da densidade de fluxo ancorada. É possível distinguir os domínios e a zona da fissura.	243
Figura 3.70: Evolução da raiz do erro quadrático médio, para diferentes valores de JC utilizados no modelo pilha de areia. O valor mínimo é de 0,05279, correspondendo a uma densidade crítica de corrente de 5,2508060 kA/cm ²	243
Figura 3.71: Modelização da densidade de fluxo ancorada num bloco supercondutor da parte móvel.	244

Figura 3.72: Superfície do erro quadrático, definido como o quadrado da diferença, ponto a ponto, entre os valores medidos e determinados numericamente da densidade de fluxo ancorada na amostra.	244
Figura 3.73: Topologias da armadura do motor linear síncrono com ferro.....	245
Figura 3.74: Força magnetomotriz da topologia T1, construída como a soma das forças magnetomotrizes de cada fase.	246
Figura 3.75: Função trapezoidal usada para descrever a força magnetomotriz da fase A.	248
Figura 3.76: Força magnetomotriz da topologia T2, construída como a soma das forças magnetomotrizes de cada fase.	251
Figura 3.77: Evolução da distorção harmónica total, DHT, com o passo polar, nas topologias T1 e T2.	252
Figura 3.78: Comparação do espectro espacial das forças magnetomotrizes das topologias T1 e T2.	252
Figura 3.79: Comparação das diferentes FMM e passos polares respectivos.	252
Figura 3.80: Função trapezoidal usada para descrever a variação temporal da corrente da fase A..	254
Figura 3.81: Espectro espaço-temporal da força magnetomotriz correspondente à armadura da topologia T2, alimentada por um inversor de corrente.....	255
Figura 3.82: Síntese da força magnetomotriz a partir dos coeficientes de Fourier. Representa-se também a fundamental da força magnetomotriz. Os resultados são para $\omega t = \pi/6$	255
Figura 4.1: Resultado de simulação de um limitador de corrente indutivo numa rede, sujeita a uma falha, cuja impedância de curto-circuito é variada de modo a se obterem diferentes correntes de curto-circuito. Representa-se o fluxo ligado com o primário do limitador, ψ_{LCS} , em função da respectiva corrente que o atravessa, i_{LCS} . Verifica-se que as excursões no plano assentam, aproximadamente, em cima de um mesmo ciclo de histerese máximo.	259
Figura 4.2: Alçados principal e lateral esquerdo do núcleo fechado utilizado nas simulações. As dimensões estão em milímetros.	260
Figura 4.3: Alçados principais e plantas dos núcleos abertos utilizados nas simulações. As dimensões estão em milímetros.	260
Figura 4.4: Geometria dos limitadores de corrente, com respectivas malhas de elementos finitos. Esta é muito mais fina nas zonas onde há maior variação da densidade de fluxo, nomeadamente entre o primário e o supercondutor. No caso dos núcleos abertos, privilegiou-se também uma maior resolução nos núcleos ferromagnéticos.	261

Figura 4.5: Operação do limitador de corrente com núcleo fechado. A gradação de cores representa o módulo da densidade de fluxo magnético, correspondendo as cores mais escuras a menor densidade e as mais claras a maior.....	262
Figura 4.6: Operação do limitador de corrente com núcleo aberto médio. A gradação de cores representa o módulo da densidade de fluxo magnético, correspondendo as cores mais escuras a menor densidade e as mais claras a maior. Note-se a dispersão de fluxo pelo ar, naturalmente muito maior que no caso do núcleo fechado.	263
Figura 4.7: Gráfico comparativo das características electromagnéticas dos quatro núcleos, ou seja, do fluxo ligado com o primário em função da corrente que o atravessa.	264
Figura 4.8: Gráfico comparativo da excursão no plano $i\psi$ relativa aos quatro núcleos sob uma falha em $t=20$ ms.....	264
Figura 4.9: Comparação das respostas dos limitadores com núcleos abertos e fechado, para um curto-circuito aplicado em $t=20$ ms. É mostrada também a corrente prospectiva, i_p	265
Figura 4.10: Gráfico com a característica magnética do núcleo fechado, ψ_0 , e com a excursão no plano $i\psi$ do limitador implementado com esse núcleo, ψ_{LCS}	265
Figura 4.11: Gráficos com as características magnéticas dos núcleos abertos, ψ_0 , e com a excursão no plano $i\psi$ dos limitadores implementados com esses núcleos, ψ_{LCS}	266
Figura 4.12: Modelo matemático da característica do enrolamento primário com núcleo de ferro, de acordo com (4.1). A característica tende assintoticamente para valores constantes, representados a tracejado.....	267
Figura 4.13: Modelo matemático da característica do enrolamento primário com núcleo de ferro, de acordo com o modelo proposto, dado por (4.2). A característica tende para um crescimento linear com a corrente, representado a tracejado, tal como se verifica na realidade.	267
Figura 4.14: Modelo do ciclo de histerese máximo do limitador de corrente indutivo.....	268
Figura 4.15: Função auxiliar f	269
Figura 4.16: Variação da curva máxima de histerese, no primeiro quadrante, com a corrente de curto-circuito da linha.	269
Figura 4.17: Circuito eléctrico utilizado para determinar o comportamento dinâmico do limitador sob uma falha que ocorre num instante genérico $t=t_{cc}$	270
Figura 4.18: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva e uma falha em $t=20$ ms.	275
Figura 4.19: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva e uma falha em $t=33$ ms.	275

Figura 4.20: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva e duas falhas de 19 ms, uma aplicada em $t=20$ ms, seguida de outra falha em $t=74$ ms.	276
Figura 4.21: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede formada por um RLC série e uma falha em $t=61$ ms.	277
Figura 4.22: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t=20$ ms, e um limitador com o núcleo aberto de menor comprimento.	278
Figura 4.23: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t=20$ ms, e um limitador com o núcleo aberto de comprimento médio.	278
Figura 4.24: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t=20$ ms, e um limitador com o núcleo aberto de menor comprimento.	279
Figura 4.25: Determinação da corrente máxima no supercondutor. A corrente no cilindro, i_{SAT} , surge por reacção à densidade de fluxo produzida pela corrente no primário, i_{prim} . A corrente máxima estabelece-se em cerca de 694 A.	280
Figura 4.26: Característica do enrolamento primário com o núcleo fechado presente. A característica representa o fluxo ligado, ψ_0 , em função da corrente que o origina, i_{prim}	280
Figura 4.27: Ciclo de histerese máximo do limitador de corrente de núcleo fechado, construído de acordo com a metodologia proposta.	281
Figura 4.28: Resultados da simulação do limitador com núcleo fechado, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede resistiva e uma falha em $t=20$ ms. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.	281
Figura 4.29: Resultados da simulação do limitador de núcleo fechado, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede resistiva e uma falha em $t=33$ ms. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.	282
Figura 4.30: Resultados da simulação do limitador de núcleo fechado, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede resistiva e duas falhas de 19 ms, uma em $t=20$ ms, seguida de outra em $t=74$ ms. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.	283
Figura 4.31: Resultados da simulação, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede representada por um RLC e uma falha aplicada em $t=61$ ms. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.	283
Figura 4.32: Característica magnética do núcleo aberto maior, obtida através do Flux2D, e curva resultante do ajuste ao modelo dado por (4.2) através do Matlab.	284
Figura 4.33: Resultados da simulação, pela metodologia proposta, não corrigida, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t=20$ ms, e o limitador de núcleo aberto maior. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.	285

Figura 4.34: Comparação da característica magnética do núcleo aberto maior, devolvida pelo Flux2D, com o ciclo de histerese máximo construído a partir da característica obtida por ajuste com o Matlab.	285
Figura 4.35: Comparação da característica magnética do núcleo aberto menor, devolvida pelo Flux2D, com o ciclo de histerese máximo construído a partir da característica obtida por ajuste com o Matlab. O ajuste foi feito tendo em consideração apenas a zona linear.	286
Figura 4.36: Resultados da simulação, pela metodologia proposta corrigida, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t=20$ ms, e o limitador de núcleo aberto menor. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.	286
Figura 4.37: Comparação da característica magnética do núcleo aberto médio, devolvida pelo Flux2D, com o ciclo de histerese máximo construído a partir da característica obtida por ajuste com o Matlab. O ajuste foi feito tendo em consideração apenas a zona linear.	287
Figura 4.38: Resultados da simulação, pela metodologia proposta corrigida, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t=20$ ms, e o limitador de núcleo aberto médio. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.	287
Figura 4.39: Comparação da característica magnética do núcleo aberto maior, devolvida pelo Flux2D, com o ciclo de histerese máximo construído a partir da característica obtida por ajuste com o Matlab. O ajuste foi feito tendo em consideração apenas a zona linear.	288
Figura 4.40: Resultados da simulação, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t=20$ ms, e o limitador de núcleo aberto maior. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.	288

Índice de Tabelas

Tabela 2.1: Temperatura crítica, TC, e resistividade no estado normal (para uma temperatura de medição compreendida no intervalo 273-300 K) de alguns supercondutores do tipo I. Para efeitos de comparação, a resistividade da prata, cobre e ouro, a 293 K, é, respectivamente, $1,587 \times 10^{-8}$, $1,678 \times 10^{-8}$ e $2,214 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$. A última coluna indica a densidade de fluxo crítica dos materiais a 0 K, BC0. Informação retirada de (Lide, 2004) e (Knuuttila, Tuoriniemi, Lefmann, Juntunen, Rasmussen, & Nummila, 2001).....	16
Tabela 2.2: Temperatura crítica, TC, e densidades de fluxo críticas inferior, BC1, e superior, BC2, a 4,2 K. Informação retirada de (Lide, 2004). Os materiais supercondutores mais utilizados são as ligas de NbTi, sob a forma de fios e tipicamente aplicados em electromagnetos (Lee, 2001).....	29
Tabela 2.3: Temperaturas críticas de supercondutores de alta temperatura.	37
Tabela 2.4: Campo crítico superior de supercondutores de alta temperatura, e comparação com as ligas supercondutoras de baixa temperatura Nb ₃ Sn e NbTi. Os valores são para direcção de campo paralela/perpendicular ao eixo c. Dados retirados de (Tenbrink, 1998), (Chen, et al., 2000), (Chen, Wang, Jiang, Liu, & Dou, 2001), (Lee, 2001) e (Chernoplekov, 2002).	42
Tabela 2.5: Comparação das propriedades dos supercondutores YBCO e BSCCO em diferentes formas. Informação retirada de (Subramanyam & Boolchand, 2001) e de (Plecháček & Hejtmánek, 1997), para o caso do BSCCO maciço. O campo, quando existe, é paralelo ao eixo c.....	46
Tabela 2.6: Expressão da densidade de corrente como função da densidade de fluxo em diferentes modelos de estado crítico. O valor J _{C0} corresponde à densidade de corrente crítica observada na ausência de campo aplicado numa amostra virgem.....	56
Tabela 2.7: Lista de projectos com aplicações de cabos de energia supercondutores em regime AC. Todos os cabos são construídos com fitas Bi-2223.....	73
Tabela 2.8: Lista de projectos com aplicações de cabos de energia supercondutores em regime AC. Todos os cabos são construídos com fitas Bi-2223 (continuação).....	74
Tabela 2.9: Lista de projectos com aplicações de cabos de energia supercondutores em regime AC. Todos os cabos são construídos com fitas Bi-2223 (continuação).....	75
Tabela 2.10: Projecto com aplicação de cabos de energia supercondutores em regime DC. Os cabos são construídos com fitas Bi-2223.	75
Tabela 2.11: Comparação entre transporte de energia com cabos convencionais e supercondutores, em AC e DC. Adaptado de (Hirose, Masuda, Sato, & Hata, 2006).	76
Tabela 2.12: Valores típicos de tensão de curto-circuito à corrente estipulada, η_{cc} , consoante os níveis de tensão e potência. Retirado de (Schlabbach, 2008).	78

Tabela 2.13: Lista de projectos de transformadores de potência supercondutores para aplicação em redes eléctricas, com potências da ordem de kVA. Quando não especificado, os transformadores são de núcleo quente.....	89
Tabela 2.14: Lista de projectos de transformadores de potência supercondutores para aplicação em redes eléctricas, com potências da ordem de kVA. Quando não especificado, os transformadores são de núcleo quente. Os rendimentos, quando indicados, incluem uma penalização para a criogenia (continuação).....	90
Tabela 2.15: Lista de projectos de transformadores de potência supercondutores para aplicação em redes eléctricas, com potências da ordem de MVA. Todos os transformadores são de núcleo quente. Os rendimentos, quando indicados, incluem uma penalização para a criogenia.	91
Tabela 2.16: Lista de projectos de transformadores de potência supercondutores para aplicação em tracção eléctrica. O rendimento indicado inclui a criogenia.	92
Tabela 2.17: Lista de projectos de volantes de inércia construídos com chumaceiras supercondutoras de alta temperatura.	105
Tabela 2.18: Lista de projectos de volantes de inércia construídos com chumaceiras supercondutoras de alta temperatura (continuação).	106
Tabela 2.19: Valores representativos de diferentes tipos de SMES. Retirado de (Little, 1994).	109
Tabela 2.20: Comparação entre SMES e baterias.	110
Tabela 2.21: Compilação de problemas associados a sistemas de energia eléctrica e possíveis tecnologias para os suprir, tomando em consideração os SMES. Retirado de (Little, 1994).....	124
Tabela 2.22: Lista de μ SMES construídos com supercondutores de alta temperatura.	128
Tabela 2.23: Motores síncronos de alta velocidade desenvolvidos pela American Superconductor. Dados retirados de (Joshi, Prum, Schiferl, & Driscoll, 1995), (Voccio, Gamble, Prum, & Picard, 1997), (Aized, Gamble, Sidi-Yekhllef, & Voccio, 1999) e (Kalsi, 2002).....	135
Tabela 2.24: Motores síncronos de baixa velocidade desenvolvidos pela American Superconductor. Dados retirados de (Kalsi, Gamble, Snitchler, & Ige, 2006) e (Buck, Hartman, Ricket, Gamble, MacDonald, & Snitchler, 2007).	136
Tabela 2.25: Características dos motores síncronos desenvolvidos pela NEDO. Dados retirados de (Iwakuma, et al., 2007) e (Iwakuma M. , et al., 2008).	138
Tabela 2.26: Características dos motores síncronos desenvolvidos nas fases I (75 kW) e II (1 MW) do programa DAPAS. Dados retirados de (Kwon, et al., 2005) e (Kwon, et al., 2008).	138
Tabela 2.27: Características das máquinas síncronas desenvolvidas pela Siemens. Retirado de (Frank, et al., 2006).	139

Tabela 2.28: Características de alguns motores de relutância desenvolvidos pelo consórcio russo-alemão. Retirado de (Kovalev, et al., 2003) e (Oswald, et al., 2005).	142
Tabela 2.29: Características do motor de fluxo residual com cilindros de Gd-Ba-Cu-O. Retirado de (Miki, et al., 2006).	149
Tabela 3.1: Características da fita Bi-2223 adquirida à Innost.....	197
Tabela 3.2: Características dos enrolamentos.	198
Tabela 3.3: Características dos blocos de Y-123 adquiridos à ATZ GmbH. Os dados são do fabricante.	203
Tabela 3.4: Velocidades de sincronismo e potências médias para diferentes frequências de alimentação do motor.....	217
Tabela 3.5: Parâmetros de simulação do motor linear.....	220
Tabela 3.6: Características das topologias T1 e T2, para DHT ótimo.	252
Tabela 4.1: Parâmetros do limitador de corrente.....	261

1 Introdução

1.1 Motivação

O problema da conversão e utilização sustentáveis de energia irá, certamente, caracterizar as próximas décadas, não porque nunca tenha sido considerado, mas pela atenção que tem actualmente da opinião pública. Em termos da sustentabilidade da conversão, principalmente em energia eléctrica, este é, na sua essência, um problema não só ambiental, mas também económico. De facto, a produção¹ de energia eléctrica em centrais a carvão poderá suprir as necessidades mundiais durante mais de cem anos, segundo algumas opiniões e ao ritmo actual, com uma matéria-prima abundante e barata em países como por exemplo a China. Nesta, como noutras economias emergentes, existe um crescimento acelerado (e justo) na procura do acesso à energia, acesso esse completamente democratizado nos países ditos desenvolvidos. Aliás, actualmente, o carvão é utilizado para produção de cerca de 40% da energia eléctrica a nível global², embora em certos países, como Portugal, essa utilização esteja a decrescer. Por outro lado, a tecnologia do carvão é conhecida e dominada há décadas, sendo que essas centrais podem ser utilizadas, dependendo do seu tipo, como centrais de base ou centrais intermédias. Contudo, as centrais a carvão são as mais poluidoras, de entre as diferentes termoeléctricas, sendo responsáveis pela emissão de dióxidos de enxofre (SO₂), óxidos de azoto (NO_x) e dióxido de carbono (CO₂) para a atmosfera, gases esses responsáveis não só pelo aumento do efeito de estufa, como pela produção de chuvas ácidas. Existem assim externalidades drásticas que, apesar de tudo, não são normalmente incluídas no preço da energia. Não obstante, as tecnologias de carvão limpo (de que é exemplo a captura e armazenamento de carbono, e eventualmente a sua reutilização para a produção de energia), mitigando o problema ambiental, criam um problema económico, dados os custos associados à sua investigação e desenvolvimento. Este é assim um tema complexo, que, contudo, está fora da esfera da presente dissertação.

A utilização sustentável de energia eléctrica diz respeito não só à sua utilização racional e eficiente, como à sua distribuição. A utilização racional e eficiente prende-se, em parte, com a atitude dos utilizadores, que, sendo passível de se educar até certa medida, não é controlável, embora seja previsível. Por outro lado, essa utilização diz também respeito à aplicação de tecnologias com o maior rendimento possível, de que são exemplo claro as lâmpadas a leds, face às incandescentes. Parte do interesse e motivação do desenvolvimento de tecnologias supercondutoras está ligada ao

¹ Embora o termo mais correcto seja “conversão” de energia, as designações “geração” e “produção” serão utilizadas indistintamente ao longo do documento.

² Fonte: EDP.

potencial incremento de rendimento, por exemplo, em transformadores e motores de potências consideráveis. Outras potenciais vantagens decorrem da redução ou eliminação de materiais convencionais, como o ferro, cobre ou alumínio, permitindo a construção de máquinas eléctricas mais leves e compactas, sendo este um dos temas desta dissertação. De facto, o projecto destas máquinas, distinto das convencionais, pelas características dos materiais, quer físicas, quer electromagnéticas (nem sempre implementadas nas ferramentas de desenho), torna-se assim um assunto premente para o difundir destas tecnologias.

Acerca da distribuição de energia, esta diz respeito não só à questão da própria distribuição, mas também dos problemas levantados pela geração por fontes renováveis, amiúdes vezes ligadas à rede de distribuição, principalmente quando se fala de geração distribuída. Neste caso, há, por exemplo, o problema do aumento do nível das correntes de curto-circuito, que podem exceder a capacidade das protecções existentes. Existem várias possibilidades de obviar este problema, como a adição de transformadores, indutâncias, fusíveis explosivos ou a simples substituição das protecções por outras adequadas, mas, embora conceptualmente simples, estas alternativas colocam outros problemas. Os transformadores e indutâncias aumentam as perdas, os fusíveis têm que ser substituídos após falhas, e a substituição de protecções pode-se revelar economicamente inviável. Os métodos de limitação de correntes de curto-circuito por tecnologias supercondutoras encontram assim uma janela de oportunidade bastante atractiva. Contudo, o desenho destes limitadores não está uniformizado, nem os modelos utilizados são sempre aplicáveis ou correctos. Este será assim um dos sistemas de energia também em foco nesta dissertação.

Uma motivação transversal às tecnologias em foco, motores e limitadores de correntes de curto-circuito supercondutores, é a complexidade, limitação e morosidade das ferramentas de simulação disponíveis comercialmente. Assim, torna-se num *leitmotiv* fundamental da dissertação a implementação de ferramentas de desenho rápidas e simples, que contribuam para promover, de forma célere e generalizada, o advento das tecnologias supercondutoras em sistemas de energia.

Outra motivação comum será a utilização de materiais supercondutores de alta temperatura (SAT), que, apesar do seu carácter cerâmico (logo, quebradiço e difícil de maquinar), são passíveis de ser arrefecidos a azoto líquido, um líquido criogénico relativamente barato e com abundante disponibilidade comercial.

1.2 Objectivos

Embora o título da presente dissertação seja bastante lato, são focados, tal como referido anteriormente, dois sistemas de energia, nomeadamente motores supercondutores sem materiais

convencionais (basicamente, cobre ou materiais ferromagnéticos), e limitadores de correntes de curto-circuito, mais concretamente, na sua versão indutiva. Existem assim duas questões³ a que importa responder, que são:

- Como projectar motores supercondutores sem materiais electromagnéticos convencionais, como cobre e ferro?
- Como modelizar e analisar limitadores de corrente supercondutores, de forma prática, de forma a desenhar estes dispositivos?

Face ao exposto, os objectivos do presente trabalho, no que concerne ao **motor supercondutor**, são:

- Conceber a estrutura de um motor síncrono todo supercondutor, isto é, sem condutores em cobre e sem materiais ferromagnéticos, configurando assim uma máquina mais leve que o seu equivalente convencional. O motor deverá assim ter supercondutores tanto na armadura como na excitação.
- Desenvolver e implementar uma metodologia de avaliação das forças desenvolvidas pelo motor, em Matlab, dada a generalização desta ferramenta, que sirva como alternativa às ferramentas comerciais de elementos finitos, em concreto o Flux2D da companhia Cedrat, tendo em conta não só a sua morosidade na simulação destes dispositivos, como o seu elevado preço, nomeadamente quando considerada a utilização da versão a três dimensões. Mais, a ferramenta desenvolvida não deve apresentar as limitações do Flux2D, visto que a geometria proposta não é passível de ter uma representação fidedigna a duas dimensões.
- Dar início ao desenvolvimento de ferramentas para a compreensão e desenho de motores lineares síncronos supercondutores englobando materiais ferromagnéticos, nomeadamente através da análise das configurações possíveis da armadura e do estudo do conteúdo harmónico das suas forças magnetomotrizes.

Relativamente ao **limitador de correntes de curto-circuito**, os objectivos propostos são:

- Desenvolver uma ferramenta de simulação incomparavelmente mais rápida que a disponível, o Flux2D. Diga-se a este respeito que, para simulação de um limitador à escala laboratorial, a utilização do Flux2D nunca compreende menos de dez horas, considerando uma impedância da linha resistiva e 100 ms de horizonte temporal. Se a linha apresentar adicionalmente indutância e capacidade, a simulação para 120 ms estende-se a não menos de três dias. Esta ferramenta deverá possibilitar uma forma prática de desenhar estes dispositivos.

³ Vulgarmente chamadas *research questions*.

- Desenvolver modelos para os limitadores de corrente indutivos, para sua inclusão na ferramenta anterior, que possibilitem a simulação dinâmica dos dispositivos, e que sejam uma alternativa aos existentes na literatura, dada a sua inaplicabilidade ou incorrecta formulação.

1.3 Sumário do Trabalho Desenvolvido

O trabalho desenvolvido estendeu-se, naturalmente, muito para lá dos objectivos propostos, devido à complexidade do tema nuclear da dissertação, a supercondutividade. Este é um assunto multidisciplinar, envolvendo conhecimentos tão diversos como mecânica quântica, engenharia dos materiais e electromagnetismo clássico. Ficando a certeza de que há ainda um ilimitado número de vertentes da supercondutividade por explorar (surge, naturalmente, a máxima socrática “*só sei que nada sei*”), resta a convicção dos conhecimentos adquiridos, e, principalmente, a vontade de prosseguir nessa aquisição.

Assim, considerando que o estudo da supercondutividade se prolongou ao longo de todo o trabalho, este pode ser dividido em diversas etapas, nem sempre rigidamente sequencias, como é natural:

- Revisão bibliográfica sobre sistemas de energia empregando materiais supercondutores de alta temperatura, com especial ênfase nas máquinas eléctricas e nos limitadores de corrente, objecto da dissertação, mas incluindo também transformadores e sistemas de armazenamento de energia (volantes de inércia e electromagnetos supercondutores). Também esta etapa acompanhou todo o trabalho, dadas as actualizações necessárias com o evoluir do estado da arte.

As etapas relativas ao motor supercondutor foram:

- Concepção da estrutura do motor linear, nomeadamente da topologia da armadura e da excitação, considerando as restrições impostas pelo carácter quebradiço dos materiais, no que à armadura diz respeito.
- Estudo e desenvolvimento de ferramentas de modelização de magnetos de fluxo residual, como os utilizados no motor.
- Avaliação e aplicação leis electromagnéticas aplicadas à conversão electromecânica de energia, nomeadamente as leis de Maxwell nas suas diversas formas, ou a lei de Biot-Savart.
- Ensaio das partes constituintes do motor, nomeadamente da densidade de fluxo magnético produzida pela armadura supercondutora e da densidade de fluxo ancorada nos magnetos supercondutores de fluxo residual.

- Desenvolvimento da metodologia de determinação do perfil de forças estático do motor desenvolvido, considerando como alimentação um ondulator de corrente ideal.
- Utilização do perfil anterior para simulação dinâmica do motor, implementada em Matlab, utilizando abordagens simples de controlo em anel aberto ou em anel fechado. A premissa destas simulações foi sempre uma actuação do motor através da frequência das correntes impostas pelo ondulator.
- Análise harmónica da força magnetomotriz desenvolvida por um motor linear ferromagnético, com a mesma arquitectura do anterior. Este trabalho servirá para o estudo posterior do motor com inclusão de ferro.

Relativamente ao limitador de corrente, os passos seguidos foram:

- Selecção de um tipo de limitador, com base na revisão bibliográfica, e estudo dos modelos encontrados para a topologia escolhida, o limitador indutivo.
- Desenvolvimento de modelos próprios, com base na análise de extensos dados de simulações realizadas com a aplicação de elementos finitos Flux2D. Este desenvolvimento foi necessário por se verificarem inaplicáveis ou mal formulados os modelos encontrados na literatura.
- Definição de uma metodologia para a simulação dinâmica em Matlab, com base nos modelos anteriores e nas características da rede, que permita substituir o Flux2D, tornando-a incomparavelmente mais simples de utilizar e mais rápida.

Como já referido, estas etapas não foram desenvolvidas numa sequência rígida, nem mesmo no que diz respeito aos dois diferentes sistemas, antes constituíram um processo iterativo, em que foi necessário repensar e corrigir vários aspectos, voltando amiúde a pontos anteriores do trabalho.

1.4 Contribuições Originais

As contribuições originais decorrentes deste trabalho, podem resumir-se a:

- Metodologia de análise numérica de máquinas supercondutoras sem materiais convencionais. Embora o algoritmo desenvolvido tenha tido como objecto concreto um motor linear, nada obsta a que possa ser generalizada para outras configurações, pese embora o facto desse processo não ser trivial.
- Análise do conteúdo harmónico da força magnetomotriz de uma armadura de um motor supercondutor com núcleo ferromagnético.

- Desenvolvimento de um modelo de limitadores de corrente indutivos, com base nas características dos seus materiais constituintes, obtidas isoladamente, nomeadamente do primário do dispositivo e do cilindro supercondutor.
- Desenvolvimento de uma metodologia para simulação rápida e simples do desempenho de limitadores de corrente indutivos em redes eléctricas, que permita substituir o Flux2D (ou outro programa de elementos finitos), daí os resultados terem sido comparados com os devolvidos por essa aplicação. Refira-se que o Flux2D mantém a sua importância, para a obtenção das várias grandezas eléctricas e magnéticas envolvidas no limitador. Contudo, esse é um aspecto que pode ser separado da análise dinâmica do dispositivo numa rede, que pode ter diferentes graus de complexidade, cuja simulação no Flux2D é impraticável ou mesmo impossível.

1.5 Organização da Dissertação

A presente dissertação está organizada em cinco capítulos, incluindo o presente, de **Introdução**. O resumo desses capítulos é:

Capítulo 2 Revisão Bibliográfica: este capítulo compreende um estudo sobre o estado da arte dos sistemas de energia empregando materiais supercondutores de alta temperatura. Embora a ênfase seja colocada nos motores e nos limitadores de corrente, a prolífica actividade de investigação e desenvolvimento noutros tipos de dispositivos leva a que este capítulo tenha uma extensão incomum neste género de trabalho. É feita ainda uma introdução versando outros aspectos importantes, como os materiais supercondutores de alta temperatura em si, e a modelização dos mesmos, aspectos nucleares da dissertação. Assim, o capítulo está dividido em:

2.1. Materiais Supercondutores de Alta Temperatura: inclui a perspectiva histórica da descoberta da supercondutividade, a descrição das propriedades macroscópicas que caracterizam este estado da matéria, as principais teorias e os supercondutores do tipo II. Estes últimos permitem passar à descrição dos supercondutores de alta temperatura (todos os supercondutores de alta temperatura são do tipo II, embora o contrário não seja verdadeiro).

2.2. Modelização de Supercondutores: compreende os modelos macroscópicos mais amplamente divulgados, nomeadamente os de estado crítico, com particular ênfase no modelo de Bean, o modelo pilha de areia e a lei da potência $E - J$.

2.3. Dispositivos Supercondutores para Redes Eléctricas: esta secção, que descreve os principais projectos para cada tipo de tecnologia, inclui os seguintes pontos:

- **Cabos de Energia:** preconizados como possivelmente a única solução viável para o aumento da distribuição de energia em áreas densamente povoadas.
- **Transformadores de Potência:** embora o rendimento não seja a principal vantagem, resultam em dispositivos mais leves e compactos, capazes de operar em sobrecarga sem degradar o seu tempo de vida.
- **Volantes de Inércia:** dispositivos para armazenamento de energia, os SAT são aplicados nas chumaceiras, permitindo a rotação da massa inercial sem contacto. São considerados dispositivos de energia, por oposição aos SMES.
- **SMES:** acrónimo de *Superconducting Magnetic Energy Storage*, ou, em Português, armazenamento de energia em electromagnetos supercondutores. Permitem manter correntes com perdas reduzidas numa bobina supercondutora, que pode ser injectada na rede em caso de falha. São considerados dispositivos de potência.

2.4. Motores e Geradores Eléctricos Supercondutores: consiste na descrição da aplicação dos SAT a motores e geradores eléctricos, alguns dos quais têm correspondência em máquinas convencionais. Outros, contudo, só são possíveis de implementar graças às propriedades dos materiais.

2.5. Limitadores de Correntes de Curto-Circuito: um dos temas centrais da dissertação, é feita uma revisão exaustiva das várias topologias existentes e dos modelos dos limitadores indutivos, os abordados na dissertação.

Capítulo 3 Motor Linear Síncrono Todo Supercondutor: um dos temas abordados na dissertação, são examinados e desenvolvidos aspectos do desenho e modelização de um motor síncrono linear exclusivamente com SAT na armadura e na excitação. São também apresentados resultados da simulação dinâmica destes dispositivos e alguns aspectos básicos do seu controlo. No final do capítulo procede-se à análise do conteúdo harmónico da força magnetomotriz num motor supercondutor equivalente, mas com núcleo ferromagnético.

Capítulo 4 Modelização do Limitador de Corrente Indutivo: o outro tema da dissertação, é apresentada neste capítulo uma metodologia para a simulação dinâmica destes dispositivos numa rede eléctrica. Para tal, são construídos modelos dos limitadores, de forma alternativa à encontrada na bibliografia. A ideia base deste capítulo é, não só desenvolver uma ferramenta de simulação, mas dotá-la de velocidade incomparável à do Flux2D, permitindo a sua substituição.

Capítulo 5 **Conclusões e Trabalho Futuro:** neste capítulo procede-se à reflexão sobre o trabalho desenvolvido. Por outro lado, este não é estanque, ficando em aberto vários aspectos a desenvolver no futuro, que aqui são expostos

2 Revisão Bibliográfica

Ao longo das próximas secções será apresentada a revisão bibliográfica da presente dissertação, relativamente extensa para este tipo de documentos, mas sendo esse facto um reflexo do carácter bastante abrangente do tema proposto. A revisão bibliográfica está estruturada nas seguintes secções:

- 2.1. Materiais Supercondutores de Alta Temperatura:** começa-se por fazer uma resenha histórica da descoberta e desenvolvimento destes materiais. A secção segue com a descrição das propriedades macroscópicas e teorias da supercondutividade, fundamentais para se introduzir os supercondutores do tipo II, entre os quais se encontram os de alta temperatura. Conclui-se com a apresentação destes materiais.
- 2.2. Modelização de Supercondutores:** apresentam-se os modelos de estado crítico, e com especial ênfase o modelo de Bean, pela sua simplicidade e aplicabilidade. Prossegue-se com o modelo pilha de areia, utilizado na dissertação, e conclui-se com a lei da potência $E - J$, onde se aproveita para introduzir as noções de fluência e escoamento de fluxo.
- 2.3. Dispositivos Supercondutores para Redes Eléctricas:** apresentam-se os principais dispositivos empregando materiais supercondutores de alta temperatura para redes eléctricas, nomeadamente cabos de energia, transformadores de potência, volantes de inércia com chumaceiras supercondutoras e electromagnetos supercondutores para armazenamento de energia.
- 2.4. Motores e Geradores Eléctricos com Supercondutores de Alta Temperatura:** esta secção consiste na descrição das várias abordagens à aplicação de supercondutores de alta temperatura em máquinas eléctricas. As que se apresentam são o motor Meissner, a máquina homopolar, a máquina síncrona, os motores de relutância e de histerese e, finalmente, as máquinas lineares síncronas, um dos temas abordados nesta dissertação.
- 2.5. Limitadores de Correntes de Curto-Circuito,** também um dos temas centrais da presente dissertação. Começa-se por discutir uma abordagem geral a esta temática, apresentando-se depois a classificação destes dispositivos. Posteriormente, descrevem-se as duas arquitecturas consideradas mais importantes, nomeadamente a resistiva e a indutiva. Finalmente, introduzem-se os limitadores trifásicos. Tanto este ponto como o anterior foram alvo de uma revisão mais extensa, em virtude de dizerem respeito aos dispositivos considerados na dissertação.

Em cada uma das secções são apresentados, quando necessário para melhor ilustrar os assuntos em questão, resultados de simulação realizados no âmbito da dissertação, quer em Matlab, quer em Flux2D. Estas correspondem às figuras em que não se faz referência a fontes.

2.1 Materiais Supercondutores de Alta Temperatura

2.1.1 Introdução e Perspectiva Histórica

O ano de 1911 ficou assinalado na História da Ciência como o da descoberta do fenómeno da supercondutividade. Ao investigar as propriedades das substâncias a baixas temperaturas (apenas alguns graus acima do valor mínimo possível teoricamente, o zero absoluto¹), no seu laboratório em Leiden, Holanda, Heike Kamerlingh Onnes (Figura 2.1) verificou que a resistência eléctrica de tubos capilares de mercúrio desaparecia abruptamente abaixo dos 4,2 K, ao contrário do previsto pelas principais teorias da época. Não existindo nenhuma teoria unificada então, sabia-se apenas que a resistência dos metais diminuía com a temperatura. A aproximação desta ao zero absoluto poderia levar a três comportamentos distintos da resistência (Bruyn Ouboter, 1987), como ilustrado na Figura 2.2. James Dewar defendia, assim como Onnes, a ideia de que a resistência tenderia para zero com a temperatura, visto esta ser resultado da obstrução do movimento de electrões livres por vibrações térmicas da rede cristalina. Augustus Matthiessen, por outro lado, sustentava que a resistência se estabeleceria num valor constante, independente da temperatura, dado depender do conteúdo de impurezas do metal. Finalmente, William Thomson Kelvin previa que a resistência deveria atingir um valor mínimo e aumentar a partir daí, em virtude da diminuição do número de electrões livres a baixas temperaturas devido à sua condensação nos átomos. Contudo, e ao contrário do previsto por qualquer destas teorias, o que se verificou com o mercúrio foi o mencionado desaparecimento abrupto da resistência abaixo de um determinado valor de temperatura, designado temperatura crítica, tal como se observa na Figura 2.3. Estava assim descoberta a supercondutividade, um novo estado ou fase da matéria, descrito por Onnes no seu discurso de entrega do prémio Nobel da Física em 1913 (Onnes, 1913) da seguinte forma:

Thus the mercury at 4.2 K has entered a new state, which, owing to its particular electrical properties, can be called the state of superconductivity.

Sendo a supercondutividade um estado da matéria, esse termo é também utilizado para designar os materiais em que esse estado é possível. A ausência de supercondutividade designa-se por estado normal.

¹ Temperatura à qual a energia térmica resultante dos movimentos aleatórios das partículas de um sistema em equilíbrio térmico é zero. O seu valor é 0 K, -273,15 °C ou -456,60 °F.



Figura 2.1: Heike Kamerlingh Onnes (fonte: http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1913/onnes-bio.html).

A descoberta da supercondutividade esteve naturalmente condicionada pelo desenvolvimento da tecnologia criogénica, marcada pela liquefacção de CO_2 entre 1823 e 1845 por Michael Faraday, de O_2 e N_2 em 1877 por Raoul Pictet e Louis Paul Cailletet, pela invenção do frasco de Dewar em 1892 por James Dewar, pela liquefacção de H_2 em 1898, também por Dewar, e pela liquefacção de He_2 em 1908 por Onnes.

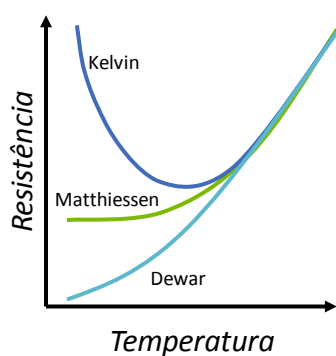


Figura 2.2: Evolução prevista da resistência para temperaturas próximo do zero absoluto, de acordo com as principais teorias vigentes em 1911. Elaborado a partir de (Bruyn Ouboter, 1987).

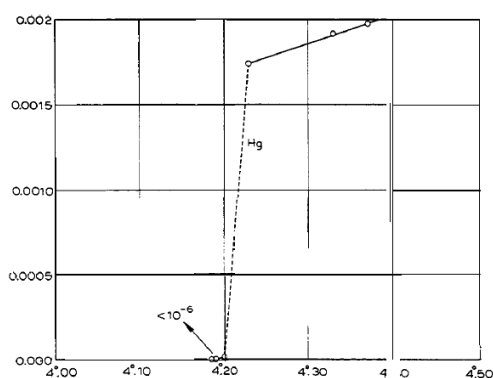


Figura 2.3: Medições efectuadas por Onnes comprovando a queda abrupta da resistência em fios capilares de mercúrio (Hg) a 4,2 K. Em abcissas tem-se a resistência (como fracção do valor medido a 0 °C) e em ordenadas a temperatura, em graus Kelvin.

Várias etapas marcaram de forma determinante a história da supercondutividade. Em 1933, Walter Meissner e Robert Ochsenfeld descobrem que os materiais supercondutores (conhecidos até então)

são diamagnetos perfeitos, isto é, repelem o fluxo magnético do seu interior. Este fenómeno fica conhecido como efeito Meissner.

Em 1935, os irmãos Fritz e Heinz London propõem uma teoria para descrever os fenómenos macroscópicos do estado supercondutor. Esta fica consubstanciada nas chamadas equações de London, que descrevem os campos eléctrico e magnético nos materiais supercondutores.

John Bardeen, Leon Cooper e John Schrieffer (Figura 2.4) elaboram em 1957 a talvez mais importante e consensual teoria microscópica da supercondutividade, que permite explicar muitos dos fenómenos dos supercondutores até então descobertos. Esta teoria introduz os chamados pares de Cooper (anteriormente conhecidos como superelectrões), associações de pares de electrões funcionando como portadores de carga nos supercondutores. Este trabalho fica conhecido como teoria BCS (iniciais dos apelidos dos seus autores), sendo Bardeen, Cooper e Schrieffer distinguidos com o prémio Nobel da Física em 1972.

Ainda em 1957, Alexei Alexeyevich Abrikosov prevê teoricamente a existência de um novo tipo de supercondutores, a que se chama supercondutores do tipo II (ou rígidos – *hard*), por oposição aos até então conhecidos, do tipo I (ou macios – *soft*). Esta classe de supercondutores permitiria uma penetração gradual no seu interior de fluxo magnético em tubos ou quanta de fluxo, bem definidos. Abrikosov introduz assim o estado misto, em que as fases normal e supercondutora coexistem no material. O autor é homenageado com o prémio Nobel da Física em 2003.

Figura 2.4: Da esquerda para a direita, John Bardeen, Leon Cooper e John Schrieffer (fonte: <http://materials.usask.ca/images/photos/BCS-p674.GIF>).



O trabalho de Abrikosov surge no seguimento da teoria macroscópica desenvolvida por Vitaly Ginzburg e Lev Davidovich Landau (galardoados com o prémio Nobel da Física, respectivamente, em 2003 e 1962), conhecida como teoria de Ginzburg-Landau, apresentada em 1950 mas só reconhecida posteriormente.

Em 1973, Brian Josephson é um dos co-garlandados com o prémio Nobel da Física pelo seu estudo teórico, datado de 1962, que prevê a formação de uma corrente entre dois materiais supercondutores ainda que estejam separados por um isolador eléctrico ou por um material não supercondutor. Este fenómeno, conhecido por efeito Josephson, é mais tarde comprovado experimentalmente.

O interesse em aplicações baseadas em materiais supercondutores ganha novo impulso quando dois investigadores da companhia IBM, Georg Bednorz e Alexander Müller (Figura 2.5) descobrem a então designada supercondutividade de alta temperatura, em compostos cerâmicos (normalmente maus condutores eléctricos), em 1986. No ano seguinte são galardoados com o prémio Nobel da Física. Graças a esta descoberta assiste-se a um recrudescimento do interesse e esforço de investigação nos materiais supercondutores, que começam assim a encontrar um maior interesse comercial, já que os sistemas de refrigeração associados se tornam menos dispendiosos. De facto, o posterior incremento da temperatura crítica dos supercondutores para valores superiores ao da temperatura de ebulição do azoto líquido (77 K), permite que se deixe de utilizar o hélio líquido (4,2 K) como meio criogénico. Refira-se a este respeito que o preço de um litro de azoto líquido é cerca de 70 vezes inferior ao de um litro de hélio líquido, e que o calor latente de vaporização² do azoto líquido é uma ordem de grandeza superior do hélio líquido (Chernoplekov, 2002).



Figura 2.5: Da esquerda para a direita, Alex Müller e Georg Bednorz (fonte: <http://www.uzh.ch/news/articles/2006/2005.html>).

2.1.2 Propriedades Macroscópicas da Supercondutividade

Como referido, o primeiro fenómeno macroscópico observado associado à supercondutividade foi a condutividade perfeita. Contudo, outro fenómeno essencial, o efeito Meissner, não podendo ser explicado única e exclusivamente pela perda de resistividade, veio impor a distinção entre supercondutor e condutor perfeito, detalhada mais à frente.

² Quantidade de calor por unidade de massa que uma substância deve receber para passar do estado líquido ao gasoso.

2.1.2.1 Resistividade Perfeita

Abaixo de uma dada temperatura crítica, T_C , determinados materiais exibem uma resistência virtualmente nula, ao contrário dos condutores ditos convencionais. Na Tabela 2.1 apresentam-se as temperaturas críticas de alguns materiais supercondutores do tipo I, assim como o valor da sua resistividade à temperatura ambiente. Estes compreendem basicamente metais puros, sendo que os melhores condutores, nomeadamente prata, cobre e ouro, não exibem supercondutividade³. Para passarem ao estado supercondutor, os materiais necessitam de ser arrefecidos a temperaturas extremamente baixas, como se observa na tabela, de modo a abrandar as vibrações moleculares o suficiente para facilitar o movimento dos pares de Cooper, de acordo com a teoria BCS, descrita mais à frente.

A ausência de resistência pode ser verificada experimentalmente, não pela medição directa da resistividade, condicionada pela resolução dos aparelhos de medida, mas pela medição da densidade de fluxo causada por correntes persistentes em anéis supercondutores. Estas correntes, uma vez estabelecidas, não apresentam decréscimos expressivos ao longo de intervalos de tempo consideráveis.

Modelizando um anel supercondutor através de um circuito com parâmetros concentrados, nomeadamente uma resistência R e uma bobina L , em que se estabelece uma corrente de valor I_0 , então sabe-se que a evolução desta, na ausência de influências externas, será dada por

$$i(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.1)$$

em que $\tau = \frac{L}{R}$ é a constante de tempo do anel. Estando este no estado supercondutor, então τ tende para infinito quando R tende para zero. Nesta condição, a corrente mantém-se constante, isto é, $i(t) = I_0, t \geq 0$. Desta forma, há o estabelecimento de correntes persistentes no supercondutor. A medição da densidade de fluxo magnético permite comprovar que a corrente não decai desde que o estado supercondutor se mantenha. Na realidade, medições experimentais permitem verificar que a resistividade em corrente contínua de um supercondutor é, no mínimo, $10^{-25} \Omega \cdot m$ (Orlando & Delin, 1990), isto é, cerca de 17 ordens de grandeza abaixo da resistividade do cobre.

2.1.2.2 Efeito Meissner

Em 1933, Meissner e Ochsenfeld (Meissner & Ochsenfeld, 1933)⁴ verificam a expulsão do fluxo magnético do interior de um supercondutor, fenómeno que ficou conhecido como efeito Meissner.

³ A estrutura cristalina destes elementos não permite as vibrações necessárias à supercondutividade, tal como explicado na teoria BCS, a seguir descrita.

⁴ Referência traduzida em (Forrest, 1983).

Esta propriedade magnética é conhecida por diamagnetismo perfeito. Desde que o campo magnético aplicado não ultrapasse um determinado valor crítico, H_C , a indução magnética no interior do supercondutor é nula (com exceção de uma camada superficial, como se verá mais à frente). No interior do supercondutor ter-se-á a seguinte densidade de fluxo:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.2)$$

Elemento	T_C [K]	Resistividade no estado normal [$\times 10^{-8} \Omega \cdot m$]	$B_C(0)$ [mT]
Chumbo (Pb)	7,196	20,8	80,3
Lantânio (La)	4,88	61,5	80,0
Tântalo (Ta)	4,47	13,1	82,9
Mercúrio (Hg)	4,154	96,1	41,1
Estanho (Sn)	3,722	11,5	30,5
Alumínio (Al)	1,175	2,65	10,5
Zinco (Zn)	0,85	5,9	5,4
Cádmio (Cd)	0,517	6,8	2,8
Titânio (Ti)	0,40	39	5,6
Urânio (U)	0,2	28	
Lutécio (Lu)	0,1	58,2	35
Ródio (Rh)	$0,210 \times 10^{-3}$	4,3	0,0034

Tabela 2.1: Temperatura crítica, T_C , e resistividade no estado normal (para uma temperatura de medição compreendida no intervalo 273-300 K) de alguns supercondutores do tipo I. Para efeitos de comparação, a resistividade da prata, cobre e ouro, a 293 K, é, respectivamente, $1,587 \times 10^{-8}$, $1,678 \times 10^{-8}$ e $2,214 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$. A última coluna indica a densidade de fluxo crítica dos materiais a 0 K, $B_C(0)$. Informação retirada de (Lide, 2004) e (Knuuttila, Tuoriniemi, Lefmann, Juntunen, Rasmussen, & Nummila, 2001).

Verificando-se $\mathbf{B} = 0$, resulta

$$\mathbf{M} = -\mathbf{H} \quad (2.3)$$

A magnetização tem assim módulo igual e sentido contrário ao do campo aplicado, relação equivalente a uma susceptibilidade magnética $\chi_m = -1$, ou, por outras palavras, a um diamagnetismo perfeito. O efeito Meissner resulta, tal como originalmente sugerido, do estabelecimento de correntes de blindagem no supercondutor. Verificou-se posteriormente que estas correntes se estabelecem numa camada superficial do material.

2.1.2.3 Condutor Perfeito vs. Supercondutor

O efeito Meissner impede que se possa explicar a supercondutividade “apenas” pela condutividade perfeita (ou resistividade nula). Admitindo a existência de um condutor perfeito, isto é, um material cuja resistividade desaparece abaixo de uma determinada temperatura crítica, então este será um meio que conserva o fluxo magnético no qual está imerso, ao passo que um supercondutor é um meio que repele esse fluxo. Essas diferenças estão patentes na Figura 2.6, no caso em que ambos os materiais são arrefecidos na presença de campo aplicado, posteriormente removido. Note-se que, sendo os materiais arrefecidos na ausência de campo, que depois é aplicado e de seguida removido, o resultado final, em termos de magnetização dos materiais, é idêntico.

Apresentando o condutor perfeito resistividade nula abaixo da temperatura crítica, isto implica, pela lei de Faraday, que para qualquer caminho fechado C no material se verifique, em virtude do campo eléctrico ser nulo no condutor perfeito,

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{c} = -\frac{d}{dt} \int_{S_C} \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}}_s ds = -\frac{d\phi_{S_C}}{dt} = 0 \quad (2.4)$$

onde S_C é uma superfície que assenta nesse caminho fechado, $\hat{\mathbf{n}}_s$ a normal a esta superfície e ϕ_{S_C} o fluxo magnético que a atravessa. Por esta razão, fluxo magnético que atravesse uma qualquer superfície que assente num qualquer caminho fechado no material mantém-se constante ao longo do tempo. Daí este ser, como referido, um meio que conserva o fluxo. Por outro lado, num supercondutor verifica-se sempre a expulsão de fluxo do seu interior, razão pela qual a resistividade nula não é suficiente para explicar ou descrever o efeito Meissner.

2.1.2.4 Espaço de Fases $T - J - H$

Uma das aplicações idealizadas por Onnes para os supercondutores foi a construção de electromagnetos de elevada intensidade, não restringida pela dissipação provocada por efeito de Joule. Contudo, as experiências demonstraram que para um campo magnético superior a um dado limiar, H_C , denominado campo magnético crítico, a supercondutividade era destruída. Mais tarde verificou-se empiricamente a seguinte relação entre campo crítico e temperatura (Tinkham, 1996):

$$H_C(T) = H_C(0) \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^2 \right] \quad (2.5)$$

onde $H_C(0)$ é o valor do campo no zero absoluto. É recorrente indicar-se, ao invés do campo magnético crítico, a densidade de fluxo crítica, B_C .

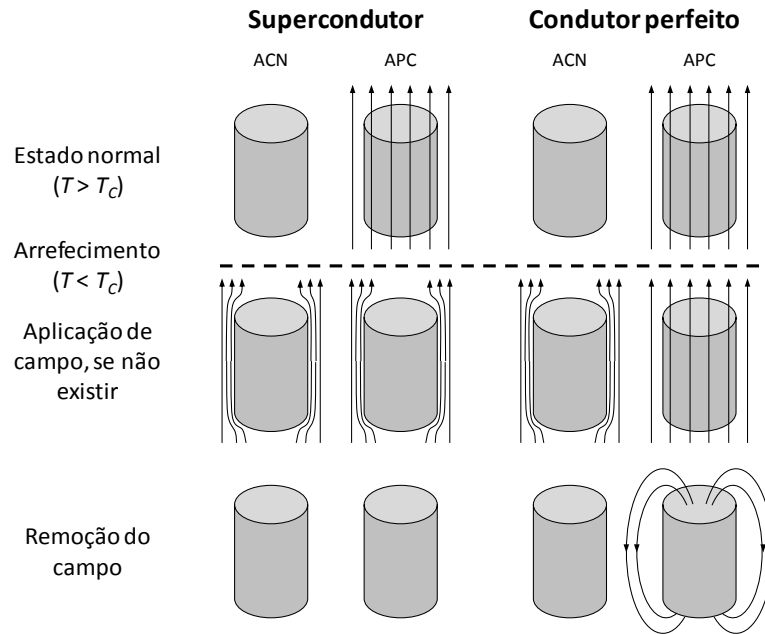


Figura 2.6: Comportamento de um supercondutor e de um condutor perfeito sujeitos a arrefecimento em campo nulo (ACN) ou arrefecimento na presença de campo (APC). O campo é aplicado, se não existir, e posteriormente removido. Verificam-se comportamentos distintos no caso de arrefecimento na presença de campo.

A Tabela 2.1 apresenta os valores da densidade de fluxo crítica a 0 K para vários supercondutores. A relação entre campo e temperatura críticas, obtida a partir de (2.5) e dos dados da Tabela 2.1, encontra-se representada na Figura 2.7, também para alguns materiais. Nessa figura, tal como na referida tabela, torna-se clara a restrição ou impossibilidade de utilização de supercondutores do tipo I em aplicações de potência, não pela temperatura crítica, mas pelos baixos valores de densidade de fluxo crítica, cerca de 80 mT (a 0 K) para o chumbo e tântalo. Normalmente faz-se referência aos valores de B_c ou H_c a 0 K, e de T_c a 0 T ou 0 A/m, ou seja, os valores onde as curvas do espaço de fases encontram as ordenadas e abcissas, respectivamente.

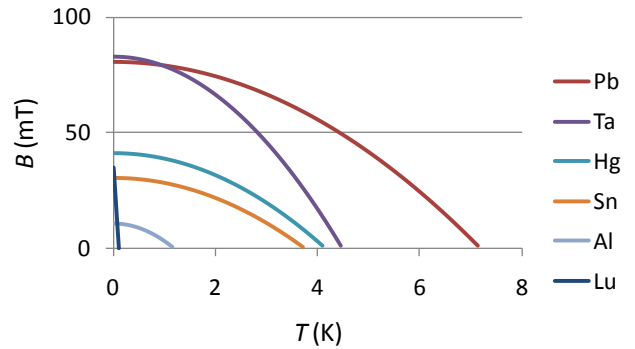
Uma consequência imediata da noção de campo crítico pode ser obtida recorrendo a um exemplo simples, retirado de (Poole, Farach, Creswick, & Prozorov, 2007). Seja um fio supercondutor, de raio a , percorrido por uma corrente I . Pela lei de Ampère, o campo na periferia do fio supercondutor é dado por

$$H = \frac{I}{2\pi a} \quad (2.6)$$

Ao campo crítico corresponde uma corrente crítica, I_c , dada por

$$I_C = H_C 2\pi a \quad (2.7)$$

Figura 2.7: Espaço de fases $B - T$ de supercondutores do tipo I. Elaborado a partir de dados de (Lide, 2004).



Como se verificará posteriormente, num supercondutor a corrente flui através de uma camada de espessura $\lambda_L \ll a$, cuja área é

$$\pi a^2 - \pi(a - \lambda_L)^2 \approx 2\pi a \lambda_L \quad (2.8)$$

Logo, para que o campo seja inferior ao campo crítico H_C , existe um limite para a densidade de corrente, dado por

$$J_C = \frac{I_C}{2\pi a \lambda_L} = \frac{H_C}{\lambda_L} \quad (2.9)$$

Conclui-se assim que também existe uma densidade de corrente máxima, J_C , designada densidade de corrente crítica, que separa o estado supercondutor do estado normal.

Resumindo, existem três quantidades físicas que condicionam a supercondutividade⁵, a temperatura, o campo magnético (ou a densidade de fluxo) e a densidade de corrente. Estas não são independentes, antes se relacionam através do chamado diagrama $T - J - H$, cuja superfície típica pode ser observada na Figura 2.8.

⁵ Na realidade, a pressão também pode desempenhar um papel importante na supercondutividade. Por exemplo, o fósforo é supercondutor a uma pressão de 10 GPa, com T_C em torno de 10 K, sofrendo uma mudança na sua estrutura cristalina a 262 GPa (Akahama, Kawamura, Carlson, Le Bihan, & Häusermann, 2000). Isto aumenta a sua temperatura crítica para um valor previsto teoricamente entre 14 e 22 K (Ostanin, Trubitsin, Staunton, & Savrasov, 2003).

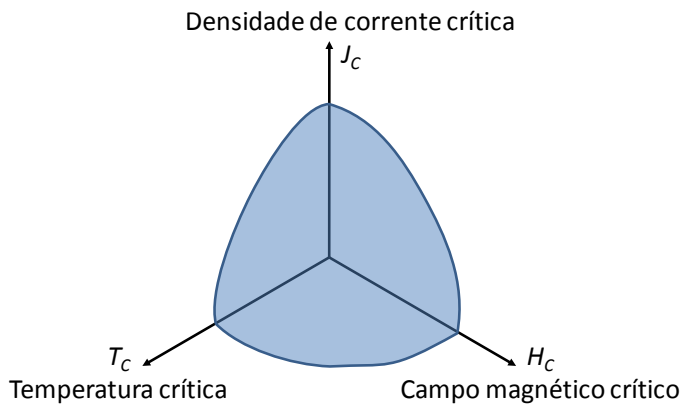


Figura 2.8: Diagrama $T - J - H$ ou espaço de fases típico de um supercondutor. O material é supercondutor dentro do volume indicado no espaço de fases.

2.1.3 Teorias da Supercondutividade

Nesta secção descrevem-se de forma breve algumas das principais teorias surgidas para explicar ou descrever, de forma micro ou macroscópica, a supercondutividade. Na medida do possível serão privilegiados, nas teorias apresentadas, os aspectos clássicos do electromagnetismo, em detrimento dos conceitos do domínio da mecânica quântica.

2.1.3.1 Teoria dos Dois Fluidos

A teoria microscópica dos dois fluidos foi desenvolvida por Hendrik Casimir e Cornelius Jacobus Gorter em 1934 (Mehra & Rechenberg, 2001), e admite que a corrente eléctrica num material supercondutor é formada pela sobreposição de duas correntes, uma dita normal, de densidade J_n , formada por electrões obedecendo à lei de Ohm, e uma supercorrente, de densidade J_s , formada por electrões supercondutores que não sofrem colisões com a rede cristalina ou defeitos no material. A teoria assume que o campo eléctrico é nulo no interior de um supercondutor. Desta forma, a densidade de corrente normal no supercondutor será nula, pela inexistência de campo eléctrico, dado que, pela lei de Ohm, $J_n = \sigma_n E$, onde σ_n é a condutividade da fase normal. Toda a corrente será transportada pelos electrões supercondutores. Esta, em regime contínuo, será constante no tempo, de acordo com a segunda lei de Newton:

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = -e\mathbf{E} \quad (2.10)$$

ou seja, $\frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = 0$, e, por consequência, $\mathbf{v}_s = cte$.

2.1.3.2 Equações de London: Profundidade de Penetração

A teoria dos irmãos Fritz e Heinz London (London & London, 1935) sintetiza uma descrição macroscópica do efeito Meissner.

Como anteriormente referido, a condutividade perfeita num supercondutor ($\sigma \rightarrow \infty$, ou, equivalentemente, $\mathbf{E} = 0$) não é suficiente para explicar o efeito Meissner verificado experimentalmente. Pela lei de Faraday resulta

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt} = 0 \quad (2.11)$$

isto é, $B = cte$. Assim, se por exemplo o material for arrefecido na presença de um campo uniforme, B_0 , pela equação anterior a densidade de fluxo no seu interior teria que permanecer neste valor, mesmo que o campo fosse retirado. Contudo, isto é contrário aos resultados verificados experimentalmente, pelo que a condutividade perfeita *per se* não é suficiente para explicar o efeito Meissner.

A teoria introduz as chamadas equações de London, dadas por

$$\mathbf{E} = \Lambda \frac{d\mathbf{J}}{dt} \quad (2.12)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} = -\Lambda \nabla \times \mathbf{J} \quad (2.13)$$

em que é utilizada a constante positiva

$$\Lambda = \frac{m_e}{n_s e^2} \quad (2.14)$$

Em (2.14), m_e é a massa dos portadores de carga, e a carga do electrão e n_s a sua densidade (número de portadores por volume). A equação (2.12) substitui a lei de Ohm nos supercondutores. Note-se que esta equação é equivalente à (2.10), pois tem-se $\mathbf{J} = n_s e \mathbf{v}_s$, o que implica $\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \frac{n_s e^2}{m_e} \mathbf{E} = 0$.

Partindo de (2.13) e da lei de Ampère, $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$, tem-se

$$\mathbf{B} = -\frac{\Lambda}{\mu_0} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.15)$$

Utilizando a igualdade vectorial $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$ e a lei de Maxwell $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ chega-se a

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{\mu_0}{\Lambda} \mathbf{B} \quad (2.16)$$

O termo $\frac{\Lambda}{\mu_0}$ tem unidades de m^2 , pelo que se pode definir um comprimento característico, designado **profundidade de penetração**, λ_L , por razões a seguir tornadas claras, através de

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}} \quad (2.17)$$

resultando finalmente

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{\mathbf{B}}{\lambda_L^2} \quad (2.18)$$

Refira-se ainda que a profundidade de penetração também é função da temperatura, dado depender da densidade de portadores de carga envolvidos na supercondutividade. Esta relação verifica-se empiricamente ser dada por (Tinkham, 1996)

$$\lambda_L(T) \approx \lambda_L(0) \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

Para supercondutores do tipo I tem-se $\lambda_L(0) \sim 100 - 1000 \text{ \AA}$.

Exemplo Para se ilustrar as consequências de (2.16), considere-se a placa supercondutora representada na Figura 2.9, sujeita a um campo aplicado uniforme, $\mathbf{B}_{ap} = B_{ap} \mathbf{e}_z$. A placa tem dimensões infinitas segundo os eixos x e z , e espessura suficientemente grande segundo y (isto é, muito maior que a profundidade de penetração), de forma a simplificar os cálculos do presente exemplo. Uma das faces do bloco coincide com o plano xz , pelo que se tem

$$\mathbf{B} = B_{ap} \mathbf{e}_z, y \leq 0 \quad (2.20)$$

No interior da placa, o campo rege-se por (2.16). Com a geometria referida, tem-se

$$\mathbf{B} = B(y) \mathbf{e}_z, y \geq 0 \quad (2.21)$$

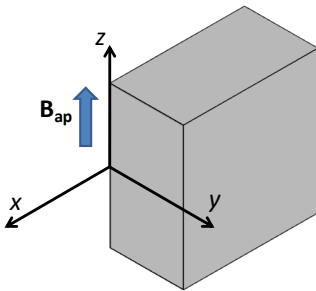


Figura 2.9: Placa supercondutora de dimensões suficientemente elevadas para que possam ser desprezados os efeitos das extremidades no plano de estudo. Uma face do bloco coincide com o plano xz . O material está imerso num campo aplicado uniforme, \mathbf{B}_{ap} , paralelo a z .

As derivadas espaciais são nulas segundo x e z , pelo que resulta

$$\frac{dB^2}{dy^2} = \frac{B}{\lambda_L^2} \quad (2.22)$$

Esta equação diferencial ordinária homogênea de segundo grau tem a seguinte equação característica, e respectiva solução:

$$s^2 = \frac{1}{\lambda_L^2} \Leftrightarrow s = \pm \frac{1}{\lambda_L} \quad (2.23)$$

Assim, a solução geral de (2.18) é

$$B(y) = A_0 e^{-\frac{y}{\lambda_L}} + A_1 e^{\frac{y}{\lambda_L}} \quad (2.24)$$

Admita-se que o termo com a exponencial crescente não tem significado físico, isto é, $A_1 = 0$. As condições fronteira para este problema são $B(0) = B_{ap}$, pelo que a solução para o campo no interior do supercondutor resulta em

$$B(y) = B_{ap} e^{-\frac{y}{\lambda_L}}, y \geq 0 \quad (2.25)$$

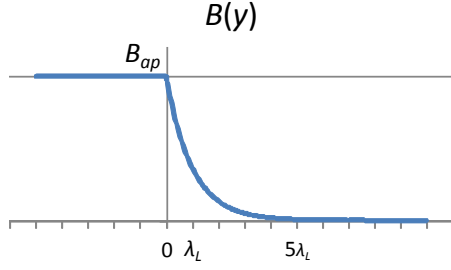
A equação (2.22) demonstra que a indução magnética decresce exponencialmente com a distância à superfície do supercondutor, decréscimo esse que é caracterizado pela profundidade de penetração λ_L . Este fenómeno traduz o efeito Meissner, já que, para uma penetração de cerca de $5\lambda_L$, já não há praticamente campo no interior do supercondutor. O andamento de $B(y)$ está representado na Figura 2.10.a). Utilizando-se (2.13) e (2.21) obtém-se para a densidade de corrente, $\mathbf{J} = J(y)\mathbf{e}_x$, ver Figura 2.10.b), no supercondutor:

$$J(y) = -\frac{B_{ap}}{\mu_0 \lambda_L} e^{-\frac{y}{\lambda_L}}, y \geq 0 \quad (2.26)$$

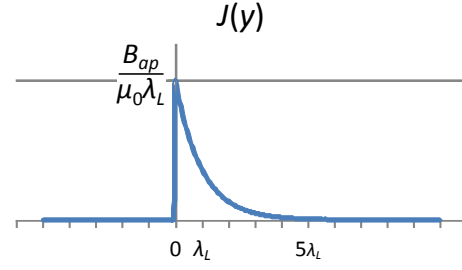
Em suma, o efeito Meissner explica-se pela formação de correntes superficiais que estabelecem um campo magnético que cancela o campo exterior. Da mesma forma que para a indução, estas correntes só existem até uma dada profundidade, caracterizada por λ_L .

Corrente de Transporte

É importante observar as implicações das equações de London na distribuição de uma corrente de transporte, quando esta percorre um material supercondutor.



a) Componente z da densidade de fluxo.



b) Componente x da densidade de corrente.

Figura 2.10: Expulsão da densidade de fluxo do interior de um bloco supercondutor pelo estabelecimento de correntes de blindagem. Tanto a densidade de fluxo como a densidade de corrente, só existem numa camada superficial, caracterizada pela profundidade de penetração λ_L .

Num condutor convencional de raio R , percorrido por uma corrente I , obtém-se através da lei de Ampère a distribuição radial da densidade de fluxo, $B_n(r)$, num plano perpendicular ao condutor:

$$B_n(r) = \begin{cases} \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} & , r \geq R \\ \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} \cdot r & , r < R \end{cases} \quad (2.27)$$

Num supercondutor, o efeito Meissner obriga à expulsão do fluxo do seu interior. Assim, e de acordo com os resultados anteriores, a densidade de fluxo, $B_s(r)$, terá a seguinte distribuição:

$$B_s(r) = \begin{cases} \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \frac{1}{r} & , r \geq R \\ \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \cdot e^{-\frac{R-r}{\lambda_L}} & , r < R \end{cases} \quad (2.28)$$

As distribuições anteriores encontram-se representadas na Figura 2.11. Assim, num supercondutor, a corrente de transporte deve fluir também numa camada superficial caracterizada por λ_L .

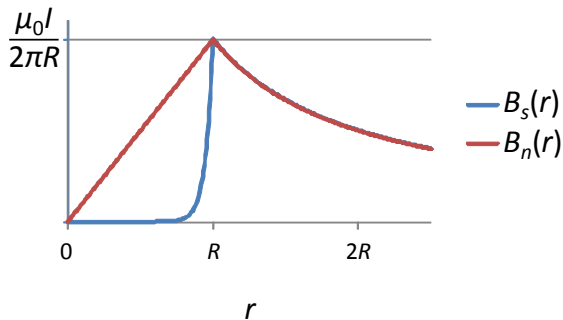


Figura 2.11: Distribuição radial da componente circunferencial da densidade de fluxo causada por um condutor de raio R percorrido por uma corrente I , no caso de um supercondutor, B_s , e de um condutor normal, B_n .

2.1.3.3 Teoria BCS: Pares de Cooper

A teoria BCS, formulada por Bardeen, Cooper e Schrieffer, indica os pares de Cooper como os portadores de carga nos supercondutores (Poole, Farach, Creswick, & Prozorov, 2007). É uma teoria microscópica, em que o fenómeno básico associado, e principal mecanismo da supercondutividade de baixa temperatura, é a interacção ou acoplamento entre electrões e vibrações da rede cristalina do meio, correspondendo estas à emissão de fonões. Um fonão é um quantum de onda sonora, sendo que a uma vibração da rede cristalina corresponde um determinado número de fonões, função da energia total.

A teoria BCS teve como base o trabalho de Herbert Fröhlich, que em 1950 demonstrou que os electrões podem interagir através da troca de fonões, e que essa interacção pode ser de atracção (Mahan, 1981). A teoria explica-se qualitativamente de forma muito simples. Considere-se um electrão a mover-se numa rede cristalina de catiões. Temperaturas baixas fixam os iões na rede, mas não o suficiente para que a interacção atractiva de Coulomb, devida ao electrão, impeça ligeiras deslocações das suas posições. Ocorre assim uma distorção da rede, que se propaga como uma onda ao longo da estrutura. Dada a inércia dos iões ser superior à do electrão, quando estes chegam à vizinhança do local onde o electrão se encontrava, já este prosseguiu o seu movimento. O deslocamento dos iões provoca assim um aumento na densidade de cargas positivas no percurso do electrão. Se um outro electrão se aproximar desta região num intervalo de tempo inferior ao tempo de relaxação da vibração, ainda sentirá os efeitos da distorção da rede (interacção electrão-fonão), sendo atraído pela densidade local elevada de cargas positivas.

A atracção entre os dois electrões, devido à sucessiva troca de fonões, é suficientemente forte para se sobrepôr à força de repulsão de Coulomb entre eles. Este emparelhamento de electrões é chamado de **par de Cooper**. Devido à interacção harmoniosa do par de Cooper com a rede, já não se verificam as colisões habituais que existem nos metais no estado normal, traduzidas na resistência eléctrica.

A ligação entre os electrões é fraca, pelo que os pares de Cooper se estão continuamente a formar e destruir. Mais, como a distância entre os electrões do par é relativamente grande, há muitos outros que podem participar no processo. A teoria BCS permite explicar a supercondutividade de baixa temperatura (até um máximo de 40 K), sendo os supercondutores que a verificam designados de **convencionais**. Os que a não verificam, como os de alta temperatura a seguir detalhados, designam-se, inversamente, de não convencionais. Em 2001, foi descoberta a supercondutividade no diboreto de magnésio (Nagamatsu, Nakagawa, Muranaka, Zenitani, & Akimitsu, 2001), MgB_2 , um simples composto abundante em laboratórios e potencialmente mais fácil de transformar em fios que os

supercondutores de alta temperatura (Cava, 2001), de carácter cerâmico. O MgB_2 é o supercondutor convencional conhecido de temperatura crítica mais elevada, situada nos 39 K.

2.1.3.4 Teoria de Ginzburg-Landau: Comprimento de Coerência e o Parâmetro GL

Apesar de ter surgido em 1950 (sete anos antes da teoria BCS), a teoria de Ginzburg-Landau (artigo original traduzido em (Ginzburg & Landau, 1965)) só foi reconhecida por volta de 1959. A teoria introduziu uma função de onda⁶, $\psi(\mathbf{r})$, como parâmetro de ordem⁷, em que $\psi = 0$, para $T > T_c$, e $\psi \neq 0$, para $T < T_c$. A função de onda está relacionada com a densidade local de portadores supercondutores, n_s , por

$$n_s(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})|^2 \quad (2.29)$$

Quando a teoria de Ginzburg-Landau (GL) foi desenvolvida, ainda não tinham sido introduzidos os pares de Cooper. De qualquer forma, a sua validade mantém-se. Um dos méritos da teoria é o de conseguir explicar o estado misto dos supercondutores do tipo II, em que a fase normal e a fase supercondutora coexistem para determinados valores de campo (ver secção seguinte). A teoria GL parte da expressão da densidade de energia livre de um material supercondutor, dada em termos do parâmetro de ordem como (Ginzburg & Landau, 1965):

$$f = f_n + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*}|(-j\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})\psi|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.30)$$

sendo f_n a densidade de energia livre do estado normal sem campo aplicado, $m^* = 2m_e$ e $e^* = 2e$ (recorde-se novamente que, na altura da teoria GL, os pares de Cooper ainda não tinham sido introduzidos), $\alpha = \alpha(T)$ e $\beta = \beta(T)$ dois parâmetros fenomenológicos, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ a constante de Planck reduzida, \mathbf{A} o potencial vector, $j = \sqrt{-1}$ e $\frac{B^2}{2\mu_0}$ a densidade de energia armazenada no campo magnético. Se $\psi = 0$, então obtém-se a equação da energia livre do estado normal, $f = f_n + \frac{B^2}{2\mu_0}$. Minimizando a energia livre relativamente a variações no parâmetro de ordem, chega-se à primeira equação de GL (Poole, Farach, Creswick, & Prozorov, 2007):

$$\frac{1}{2m^*}(-j\hbar\nabla - e^*\mathbf{A})^2\psi + \alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi = 0 \quad (2.31)$$

A teoria GL introduziu outra dimensão característica de um material supercondutor, o **comprimento de coerência** ξ . Este reflecte o facto da densidade de cargas supercondutoras não poder variar

⁶ Ferramenta matemática da mecânica quântica. É uma função complexa que descreve os possíveis estados de um sistema, e cujo significado depende do contexto.

⁷ Quantidade associada a transições de fase, valendo geralmente 0 numa fase e um valor não nulo noutra.

abruptamente no espaço, ou seja, traduz a distância sobre a qual $|\psi|^2$ cresce de zero até ao valor da densidade no material a partir da fronteira do supercondutor com uma interface normal. É a maior separação que ainda mantém o movimento dos electrões correlacionado. Em termos práticos, pode ser visto como a dimensão de um par de Cooper, e representa a distância mínima para estabelecer a supercondutividade num material.

A razão entre a profundidade de penetração e o comprimento de coerência, define o **parâmetro GL**:

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi} \quad (2.32)$$

Num supercondutor do tipo I, tem-se tipicamente $\lambda_L \sim 500 \text{ \AA}$ e $\xi \sim 3000 \text{ \AA}$, isto é, $\kappa < 1$ (Tinkham, 1996).

2.1.4 Supercondutores do Tipo II

Num supercondutor do tipo I tem-se então $\xi > \lambda_L$, isto é, $\kappa < 1$. Torna-se então pertinente averiguar o que se passará num material que apresente um valor $\kappa > 1$. Na realidade, o ponto de viragem no comportamento e características dos supercondutores não ocorre em $\kappa = 1$, mas antes, como demonstrado inicialmente por Ginzburg e Landau (Ginzburg & Landau, 1965), e mais tarde detalhado por Alexei Alexeyevich Abrikosov (Abrikosov, 1957), em $\kappa = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Dado apresentarem diferenças fundamentais relativamente aos supercondutores até então conhecidos, os materiais com $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ foram designados supercondutores do tipo II, cabendo aos primeiros a designação de tipo I. A diferença fundamental reside no facto destes supercondutores permitirem a penetração de fluxo magnético no seu interior, entrando numa nova fase, denominada **estado misto**. Na Figura 2.12 pode observar-se a interface entre um supercondutor e uma região normal, para diferentes valores de κ , sendo realçadas as relações entre a profundidade de penetração e o comprimento de coerência. A expressão analítica do parâmetro de ordem é dada por (Poole, Farach, Creswick, & Prozorov, 2007):

$$\psi(x) = \psi_\infty \tanh \frac{x}{\sqrt{2}\xi} \quad (2.33)$$

onde $\psi_\infty = \psi(x)$, $x \gg \xi$. Este valor é obtido resolvendo (2.31).

2.1.4.1 Estado Misto

No estado misto, há penetração de fluxo magnético no material sem destruição da supercondutividade, até um certo limite. Abaixo de um certo valor de campo aplicado, ou campo crítico inferior, H_{C1} , o supercondutor comporta-se como se do tipo I se tratasse. Entre H_{C1} e H_{C2} , o campo crítico superior, assiste-se à penetração de fluxo no interior do material, de uma forma

particular a seguir referida. Nesta situação há regiões do material que estão na fase supercondutora e outras que estão na fase normal. Acima de H_{C2} , a supercondutividade é destruída e todo o material passa ao estado normal. Na Figura 2.13 encontram-se representadas as curva de magnetização típicas de supercondutores dos tipos I e II.

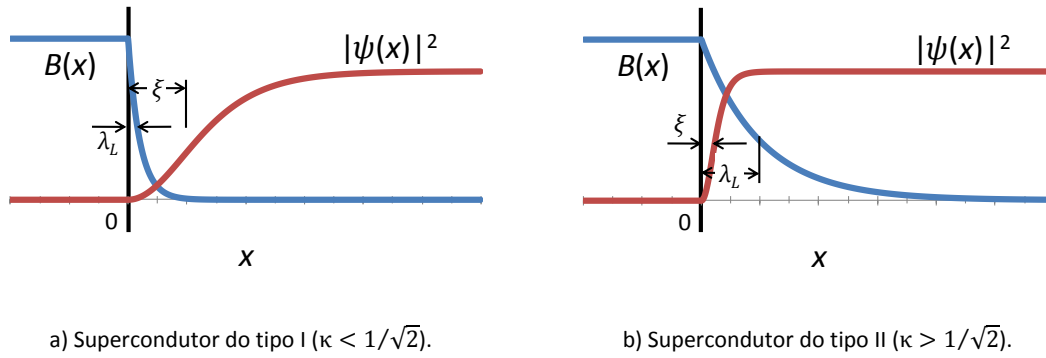


Figura 2.12: Evolução da densidade de fluxo e da densidade de pares de Cooper na interface entre um material normal (ou vácuo) e um supercondutor, em $x = 0$. Representam-se distintos valores do parâmetro GL.

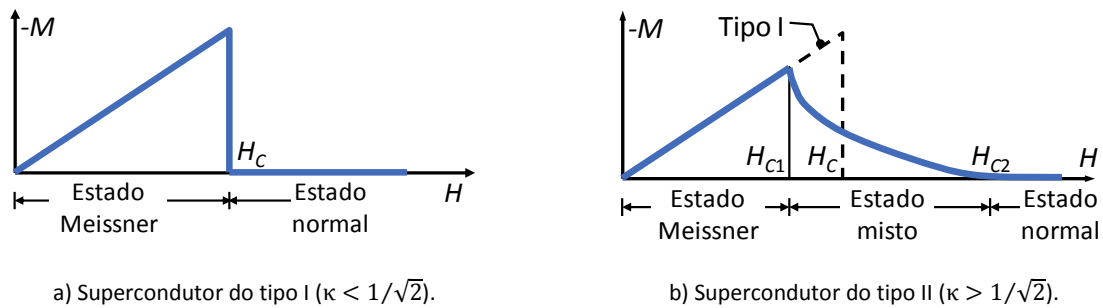


Figura 2.13: Curvas de magnetização típicas de supercondutores do tipo I e do tipo II.

Os supercondutores do tipo II são formados por compostos e ligas metálicas, com excepção dos elementos metálicos nióbio (Nb), tecnécio (Tc) e vanádio (V) e nanotubos de carbono (C) (para este último, ver por exemplo (Tang, et al., 2001)). Na Tabela 2.2 apresentam-se alguns destes materiais.

Um fenómeno que se reveste de particular importância nos supercondutores do tipo II é o mecanismo de penetração de fluxo magnético no interior destes materiais, como já sugerido. Esta

penetração não é realizada de forma contínua, mas antes em quantidades elementares, ou quanta, de fluxo, designados **fluxoides**.

Material	T_C [K]	$B_{C1}(4,2)$ [T]	$B_{C2}(4,2)$ [T]
Nb	9,15	0,04 - 0,11	0,3 - 0,55
CNb	8 - 10	0,012	1,69
$\text{Bi}_x\text{Pb}_{1-x}$	7,35 - 8,4	0,0122	3
$\text{Nb}_x\text{Ti}_{1-x}$	9,8		12,0
NbN (fios)	16,1		13,2
Nb_3Sn	18,05	0,0170	22,1

Tabela 2.2: Temperatura crítica, T_C , e densidades de fluxo críticas inferior, B_{C1} , e superior, B_{C2} , a 4,2 K, de alguns supercondutores do tipo II. Informação retirada de (Lide, 2004). Os materiais supercondutores mais utilizados são as ligas de NbTi, sob a forma de fios e tipicamente aplicados em electromagnetos (Lee, 2001).

Um fluxoide é assim um quantum de fluxo cujo valor, Φ_0 , é (Tinkham, 1996)

$$\Phi_0 = \frac{h}{2|e|} = 2,068 \times 10^{-15} \text{ Wb} \quad (2.34)$$

onde h é a constante de Planck ($h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$). Os fluxoides penetram no material suportados por correntes turbilhonares de pares de Cooper chamadas vórtices, como representado na Figura 2.14. Nesta situação, verifica-se a coexistência entre a fase normal, no centro do vórtice, e a fase supercondutora, no espaço circundante, razão pela qual o presente estado se designa por estado misto. A ocorrência de fluxoides foi sugerida por Fritz London e verificada experimentalmente em (Deaver & Fairbank, 1961).

As densidades de fluxo e de corrente associadas a um fluxoide podem ser aproximadas analiticamente, em coordenadas cilíndricas, para $\kappa \gg 1$, como (Orlando & Delin, 1990):

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} K_0\left(\frac{r}{\lambda_L}\right) \mathbf{e}_z & , r \geq \xi \\ \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} K_0\left(\frac{\xi}{\lambda_L}\right) \mathbf{e}_z & , r < \xi \end{cases} \quad (2.35)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} K_1\left(\frac{r}{\lambda_L}\right) \mathbf{e}_\phi & , r \geq \xi \\ 0 & , r < \xi \end{cases} \quad (2.36)$$

onde K_0 e K_1 são as funções de Bessel modificadas de ordem 0 e 1, respectivamente.

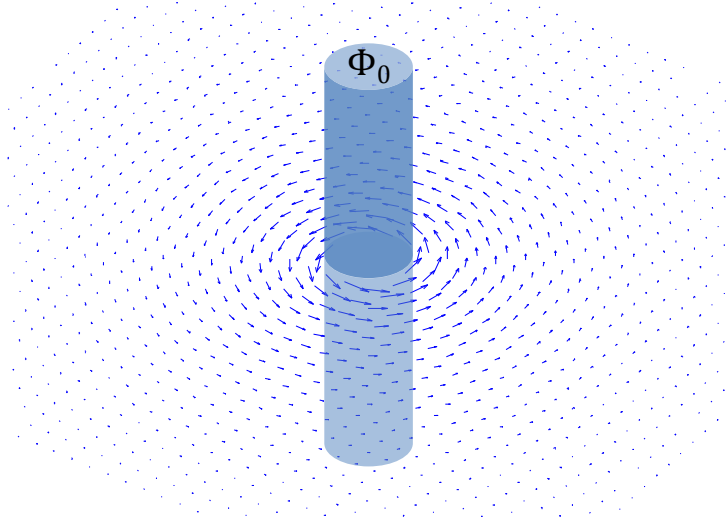


Figura 2.14: Representação esquemática de um vórtice de correntes, cuja densidade é representada pelas setas, suportando um tubo de fluxo correspondente a um fluxóide.

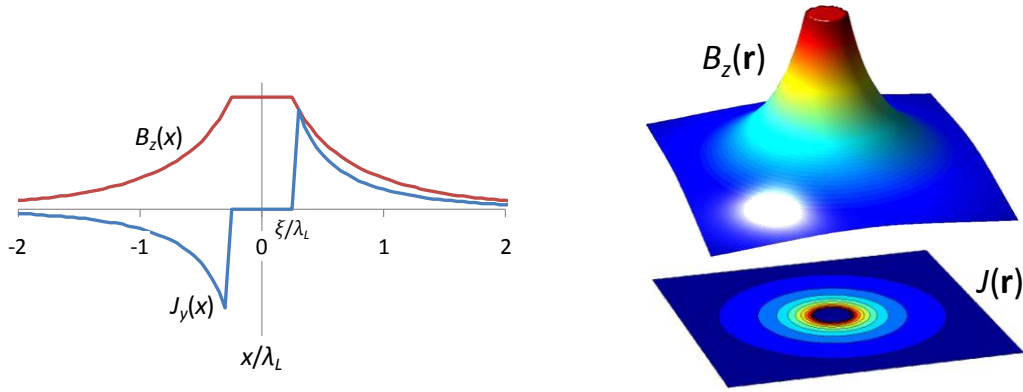
Os campos anteriores estão representados na Figura 2.15, sendo visível o decaimento dos mesmos com o parâmetro λ_L e a ausência de correntes supercondutoras no núcleo do vórtice⁸, de raio ξ .

Na Figura 2.16 pode observar-se o diagrama de fase simplificado do nióbio, típico de um supercondutor do tipo II. Geralmente, a densidade de fluxo crítica superiora está algumas ordens de grandeza acima da inferiora, como se pode observar dos dados tabelados em (Lide, 2004), alguns dos quais presentes na Tabela 2.2. Por exemplo, um dos supercondutores de campo crítico superior mais elevado, o GaV_3 , apresenta $B_{C1}(0) = 0,04 \text{ T}$ e $B_{C2}(0) = 35 \text{ T}$ (Lide, 2004). Por esta razão é frequente considerar, para efeitos de modelização, $B_{C1} \approx 0$.

Os vórtices repelem-se entre si, devido às forças de Lorentz desenvolvidas. Abrikosov (Abrikosov, 1957) resolveu a equação de Ginzburg-Landau, obtendo uma solução periódica de zeros para $|\psi(\mathbf{r})|$,

⁸ Os termos vórtice e fluxóide utilizam-se indistintamente para referir os quanta de fluxo.

que corresponde a uma distribuição espacial triangular⁹ dos núcleos normais (ou, de igual forma, uma distribuição hexagonal, com um vórtice no centro do hexágono).

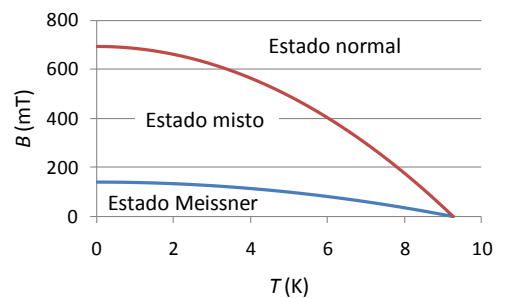


a) Evolução das funções num percurso passando pelo centro do vórtice.

b) Componente axial da densidade de fluxo e representação das isolinhas do módulo da densidade de corrente que suporta o vórtice.

Figura 2.15: Densidades de fluxo e de corrente associadas a um vórtice isolado.

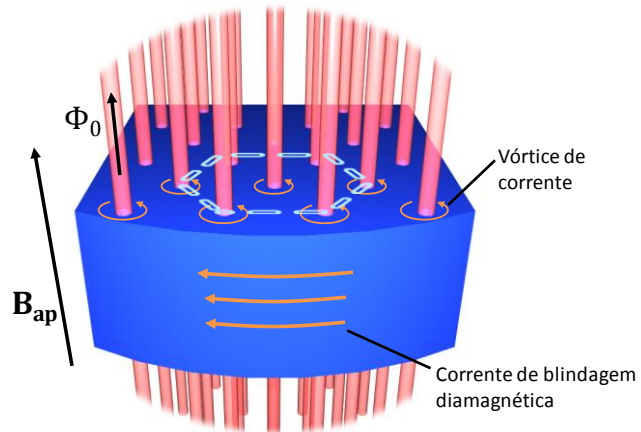
Figura 2.16: Diagrama de fase típico de um supercondutor do tipo II. O material representado é o nióbio e o diagrama é construído de acordo com dados de (Lide, 2004).



Por essa razão, a esta distribuição dos vórtices num material supercondutor, dá-se o nome de rede de Abrikosov, ver a Figura 2.17 e a Figura 2.18.

⁹ Na realidade, devido a um pequeno erro, a solução obtida por Abrikosov não correspondia a uma rede triangular, mas quadrangular. De qualquer modo, pelo trabalho desenvolvido, a rede recebeu o nome de Abrikosov.

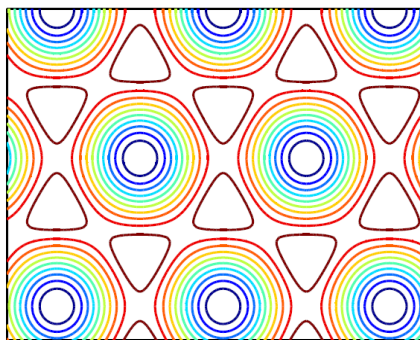
Figura 2.17: Penetração de fluxo magnético, sob a forma de vórtices, num supercondutor do tipo II sujeito a um campo aplicado B_{ap} . Os vórtices formam uma rede de Abrikosov. Note-se que, enquanto as correntes de blindagem são diamagnéticas, os vórtices são paramagnéticos.



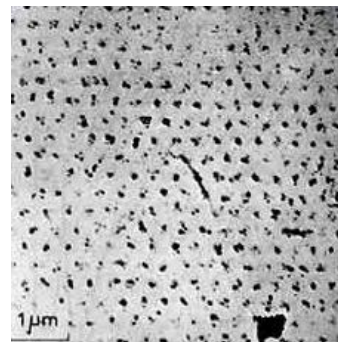
Na Figura 2.19 ilustra-se a sequência de penetração de vórtices num supercondutor do tipo II, puro, sujeito a um campo aplicado crescente.

2.1.4.2 Ancoramento de Fluxo (Flux Pinning): Magnetos de Fluxo Residual (Trapped Flux Magnets)

Como referido, uma das aplicações iniciais vislumbradas para os supercondutores, e actualmente a mais divulgada, é a construção de electromagnetos de elevada densidade de fluxo, como são exemplo os utilizados em dispositivos de ressonância magnética. Analisando os dados da Tabela 2.1 e da Tabela 2.2 verifica-se que, em regra, comparando supercondutores do tipo II com tipo I, tem-se $B_{C2} \gg B_C$. O problema destes electromagnetos reside, contudo, no facto de serem necessárias elevadas correntes de transporte, para gerar a densidade de fluxo, na presença de campos magnéticos.



a) Linhas de fluxo da corrente que suporta os fluxoides. Estas linhas são coincidentes com a densidade de fluxo e com $|\psi|^2$. Retirado de (Brandt, 2006).



b) Primeira visualização da rede de Abrikosov, a 1,1 K, por microscopia electrónica, através de decoração magnética do material (Pb-In) com partículas de cobalto (Essmann & Träuble, 1967).

Figura 2.18: Rede de Abrikosov.

Cada fluxoide que penetre no supercondutor sofre uma força de Lorentz, num sentido perpendicular à corrente, cuja densidade por unidade de comprimento do mesmo é dada por

$$\mathbf{f}_L = \mathbf{J}_{tr} \times \Phi_0 \quad (2.37)$$

onde \mathbf{J}_{tr} é a densidade de corrente de transporte e Φ_0 é um vector cujo módulo tem o valor de um fluxoide e cuja direcção é a da densidade de fluxo no centro do vórtice. Num supercondutor puro, o fluxoide mover-se-á com velocidade \mathbf{v} , por acção desta força, induzindo um campo eléctrico:

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} \quad (2.38)$$

Admitindo que a densidade de corrente de transporte e a densidade de fluxo são perpendiculares, então o campo eléctrico é paralelo à densidade de corrente, e resultam as seguintes perdas de Joule no volume do supercondutor, V_{SC} :

$$P_J = \int_{V_{SC}} (\mathbf{J}_{tr} \cdot \mathbf{E}) dv \quad (2.39)$$

Assim, num supercondutor puro, desde que haja penetração de fluxo, qualquer corrente de transporte leva ao aparecimento de perdas óhmicas no material. Por outras palavras, a corrente crítica, definida como a corrente a partir da qual aparece resistência no supercondutor, torna-se, consequentemente, nula.

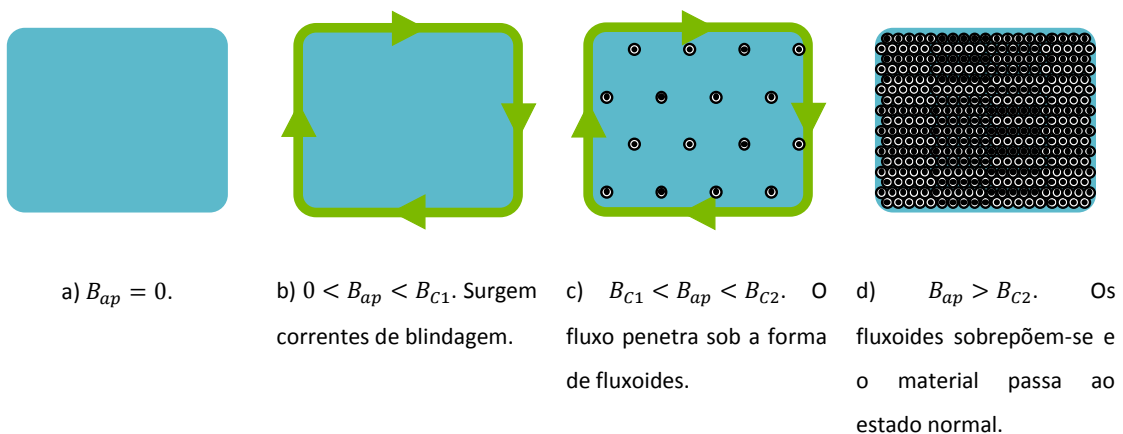


Figura 2.19: Magnetização de um supercondutor do tipo II, desde o estado Meissner até ao estado normal, por aplicação de um campo B_{ap} .

Nos supercondutores reais, o deslocamento de vórtices é evitado pela existência (natural ou artificial) de heterogeneidades no material, designados centros de ancoramento, e que consistem em defeitos, limites de grão, vazios, impurezas ou fases não supercondutoras. O ancoramento de apenas alguns fluxoides permite elevar a corrente de transporte, já que toda a rede fica ancorada. A corrente crítica é assim determinada pelas propriedades de ancoramento do material, e não existem perdas desde que a força de Lorentz seja inferior à força de ancoramento.

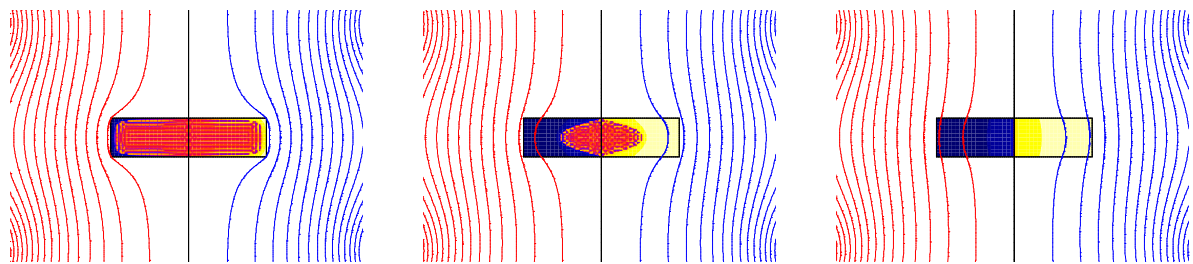
Uma consequência do ancoramento de fluxo consubstancia-se nos magnetos de fluxo residual. Um supercondutor do tipo II puro, isto é, sem centros de ancoramento, quando sujeito a um campo aplicado variável permite a penetração de campo reconfigurando a malha da sua rede de Abrikosov, isto é, ajustando a distância entre vórtices. Desta forma, o campo penetra de modo uniforme no supercondutor, e, se for extinto, também o será no interior do material. O mesmo supercondutor com centros de ancoramento terá um comportamento substancialmente diferente. Supondo-o sujeito a um campo aplicado crescente, então, a partir do campo crítico inferior, será induzida a formação de vórtices no interior do supercondutor, junto à fronteira. Estes penetram no interior do material, por difusão e pelas forças de repulsão entre eles, ficando alguns alojados em centros de ancoramento. A rede de vórtices reconfigura-se de modo a atingir o estado energético mais favorável. Os vórtices penetram no material a partir da sua extremidade, pelo que a densidade de fluxo será mais elevada junto da fronteira. Quanto mais fracas forem as forças de ancoramento, maior será a profundidade de penetração da densidade de fluxo a partir da fronteira do material (ou inversamente, quanto mais fortes forem as forças, menor será a penetração). Esta sequência encontra-se representada na Figura 2.20. Assim, enquanto no supercondutor puro o campo penetra uniformemente, no material com centros de ancoramento a densidade de fluxo varia espacialmente. Consequentemente, onde existir esta variação espacial da densidade de fluxo \mathbf{B} (ou do número de vórtices) existirá uma densidade de corrente de blindagem \mathbf{J} dada pela lei de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.40)$$

isto é, \mathbf{B} e \mathbf{J} são sempre perpendiculares. Nas regiões onde \mathbf{B} for constante ou nulo, \mathbf{J} será zero.

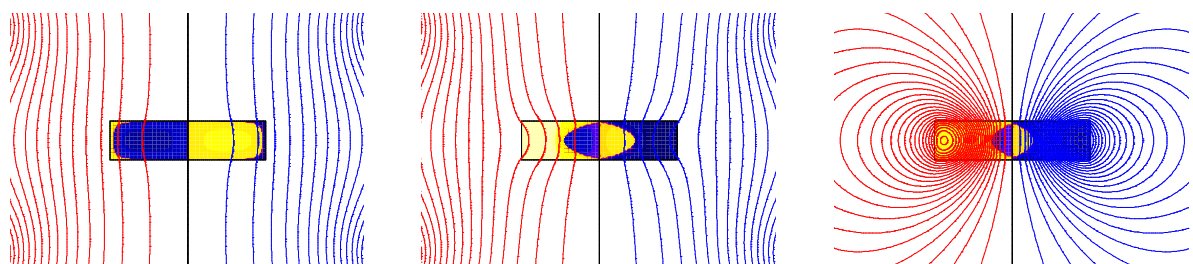
Se, a partir da situação anterior, o campo for sendo progressivamente diminuído, então existem vórtices junto à fronteira do material que vão sendo destruídos para acompanhar a diminuição de campo. Desta forma, a densidade de fluxo cresce da fronteira para o interior do material, eventualmente voltando a diminuir. Isto corresponde a uma inversão da densidade de corrente a partir da fronteira do material, que se propaga para o interior enquanto a densidade de fluxo continuar a diminuir. Esta situação está representada na Figura 2.21.

Quando o campo exterior se anula, chega-se a uma situação em que existem vórtices ancorados no material, isto é, existe fluxo magnético suportado por correntes que fluem sem resistência. O material magnetizado recebe a designação de magneto de fluxo residual, possível à custa do fenómeno de ancoramento. Estão descritos na literatura magnetos deste tipo com densidade de fluxo ancorado superior a 17 T a 29 K (Tomita & Murakami, 2003), algo impensável com magnetos permanentes.



- a) Campo aplicado fraco. Só há penetração de fluxo numa camada superficial. O interior do material, a vermelho, corresponde a uma zona sem campo e corrente.
- b) As zonas a azul e amarelo no interior do material correspondem a densidades de corrente (de sentido inverso) que suportam o fluxo que penetra no mesmo.
- c) O material apresenta densidade de corrente em todo o seu volume, isto é, encontra-se totalmente penetrado por fluxo magnético.

Figura 2.20: Penetração de fluxo num supercondutor com centros de ancoramento, sujeito a um campo aplicado crescente.



- a) O campo começa a diminuir, dando-se a inversão do sentido da densidade de corrente a partir da periferia, por forma a diminuir a densidade de fluxo.
- b) O campo decresce, pelo que a densidade de corrente continua a evoluir a partir das extremidades.
- c) O campo exterior anula-se. Não havendo perdas, o ancoramento dos vórtices origina fluxo residual no material, que permanece magnetizado.

Figura 2.21: Evolução do fluxo num supercondutor com centros de ancoramento, sujeito a um campo aplicado decrescente. Quando o campo aplicado se anula, o material permanece com fluxo residual.

2.1.5 Supercondutores de Alta Temperatura

2.1.5.1 *Perspectiva Histórica*

Durante décadas, a temperatura crítica dos supercondutores mantém-se abaixo de cerca de 20 K¹⁰. Os sistemas de refrigeração necessários tornam as aplicações dispendiosas, o que condiciona a sua viabilidade comercial, pese embora o facto de dispositivos como os de ressonância magnética só serem exequíveis à custa de supercondutores. Simultaneamente, pensa-se que a temperatura crítica não poderia aumentar senão mais alguns graus (Burns, 1992), pelo que a procura de novos materiais não é uma prioridade.

Contudo, em 1986, Georg Bednorz e Alexander Müller vêm alterar de forma drástica este panorama, ao observarem temperaturas críticas na ordem dos 30 K no composto cerâmico (Ba_{0,15}La_{1,85})CuO₄ ou, abreviadamente, BaLaCuO ou BLCO. Este tipo de compostos é constituído por óxidos de cobre fracamente condutores no estado normal e altamente quebradiços, dado o seu carácter cerâmico. Com esta descoberta surgem assim os supercondutores de alta temperatura (SAT). A investigação em diferentes compostos cerâmicos eleva as temperaturas críticas conhecidas em dezenas de graus. Estes compostos apresentam planos de óxido de cobre como elemento estrutural comum. Nos SAT, não é claro o mecanismo de emparelhamento de electrões, sendo que não obedece ao preconizado na teoria BCS (Burns, 1992), isto é, em que as interacções entre os electrões são mediadas pelas vibrações da rede cristalina. Os SAT são, assim, os primeiros supercondutores não convencionais a serem descobertos. Os SAT aqui descritos têm como característica comum a presença de um ou mais planos de óxido de cobre, CuO₂, sendo por isso designados por cupratos. Apresentam também cadeias de CuO, como se verá posteriormente, ambas contribuindo para a supercondutividade (Iliescu, 2005). Embora não existindo ainda uma teoria consensual para a supercondutividade nos cupratos (Subramanyam & Boolchand, 2001), muitos autores aceitam que o conteúdo de cargas móveis, buracos, nos planos de CuO₂ tenha um papel determinante nas propriedades do material, servindo as cadeias de CuO de reservatórios de carga necessários à supercondutividade, transferindo buracos para os planos. A Tabela 2.3 apresenta alguns dos principais supercondutores de alta temperatura, ao passo que a Figura 2.22 ilustra a evolução cronológica da máxima temperatura crítica conhecida, para supercondutores descobertos até 1995, onde se inclui o MgB₂, em 2001, para comparação. É evidente a alteração drástica a partir do ano em que Bednorz e Müller descobrem o primeiro SAT.

O termo “supercondutividade de alta temperatura” não é consensual, havendo autores que consideram, por exemplo, o MgB₂ como SAT, enquanto outros consideram temperaturas críticas

¹⁰ Mais concretamente 23 K, com a liga metálica Nb₃Ge (Lide, 2004).

acima do ponto de ebulição do azoto, isto é, 77 K. Esta última definição será a adoptada no presente trabalho, e relaciona-se com a possibilidade de supercondutividade à custa de arrefecimento via azoto líquido.

Material	Referência	Acrónimo	T_c [K]
$Ba_xLa_{5-x}Cu_5O_{5(3-y)}$	(Bednorz & Müller, 1986)	BaLaCuO, BLCO ^a	30
$Y_{1,2}Ba_{0,8}CuO_{4-\delta}$	(Wu, et al., 1987)	YBaCuO, YBCO ^b	93
$BiSrCaCu_2O_x$	(Maeda, Tanaka, Fukutomi, & Asano, 1988)	BSCCO, Bi-1112 ^c	105
$TlBa_2Ca_3Cu_4O_{11}$	(Ihara, et al., 1988)	TlBaCaCuO, TBCCO	128
$HgBa_2Ca_2Cu_3O_{1+x}$ $HgBa_2CaCu_2O_{6+x}$	(Schilling, Cantoni, Guo, & Ott, 1993)	HBCCO, Hg-1223, Hg-1212	133
$Hg_{0,8}Tl_{0,2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$	(Dai, Chakoumakos, Sun, Wong, Xin, & Lu, 1995)	HgTlBaCaCuO, HTBCCO	138
$HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$	(Chu, Gao, Chen, Huang, Meng, & Xue, 1993)	HBCCO, Hg-1223 ^d	153

^a Lê-se “balaco”.

^b Lê-se “ibaco”.

^c Lê-se “bisco”.

^d A pressões elevadas, nomeadamente 150 kbar, cerca de 148 atm.

Tabela 2.3: Temperaturas críticas de supercondutores de alta temperatura.

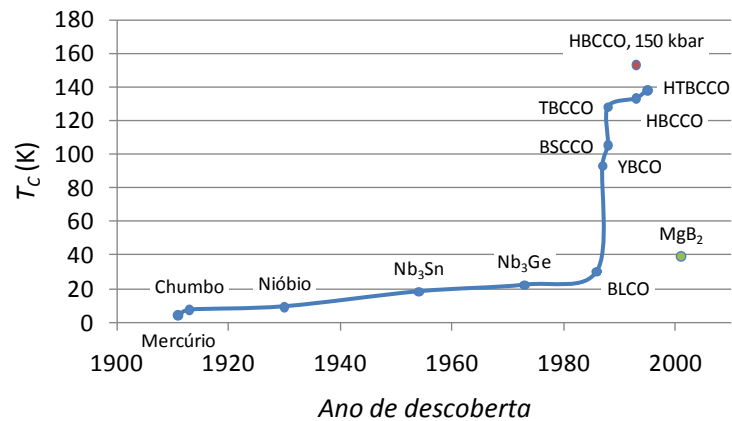


Figura 2.22: Evolução cronológica da máxima temperatura crítica de materiais supercondutores.

2.1.5.2 Materiais

Os materiais SAT descritos nesta secção são os que estão generalizados comercialmente, isto é, os cupratos de YBaCuO e de BiSrCaCuO, ou, abreviadamente, YBCO e BSCCO. Como referido, estes são compostos cerâmicos, designados em cristalografia como sendo do tipo perovskite. A sua estrutura

cristalográfica é composta por planos de CuO_2 , normais ao eixo cristalográfico¹¹ c , e por cadeias de CuO , segundo a direcção do eixo b , de onde resulta a sua elevada anisotropia, responsável também pelas propriedades mecânicas dos SAT, nomeadamente o seu carácter quebradiço.

A fórmula química mais comum do YBCO é $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, onde δ , o conteúdo de oxigénio, determina as propriedades supercondutoras do material, que se designa, neste caso, por Y-123. O conteúdo de oxigénio define a estrutura cristalográfica do material, assim como a concentração de buracos no plano CuO_2 (Iliescu, 2005). O YBCO só é supercondutor quando a sua estrutura é ortorrômbica¹², o que acontece para $x = 7 - \delta > 6,6$. Esta estrutura está representada na Figura 2.23, sendo que os comprimentos dos eixos cristalográficos são $a = 3,821 \text{ \AA}$, $b = 3,885 \text{ \AA}$ e $c = 11,676 \text{ \AA}$ (Lide, 2004). A máxima temperatura crítica do YBCO é de 93 K, conseguida com $x = 6,94$.

Nos SAT, a corrente flui essencialmente no plano ab , existindo uma elevada anisotropia, isto é, $J_c^{ab} \gg J_c^c$, onde J_c^{ab} é a densidade de corrente crítica no plano ab (e que é referida como a densidade de corrente crítica do material) e J_c^c é a densidade crítica segundo o eixo c . À razão das duas, $\gamma = J_c^{ab} / J_c^c > 1$, chama-se parâmetro de anisotropia, que vale cerca de 10 em amostras de YBCO (Fisher, Kalinov, Savel'ev, Voloshin, & Yampol'skii, 1998). A anisotropia constitui uma das principais diferenças macroscópicas entre supercondutores de alta temperatura e convencionais, dela resultando consequências eléctricas, magnéticas e mecânicas, a seguir referidas.

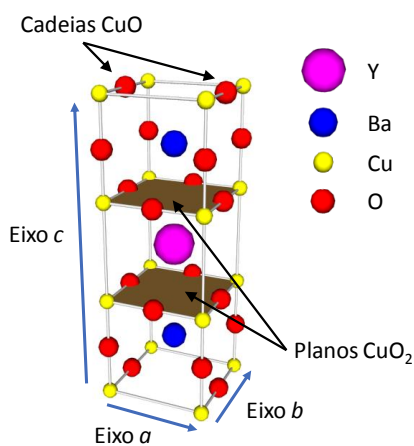


Figura 2.23: Estrutura cristalina do YBCO na sua fase ortorrômbica.

¹¹ Nas estruturas cristalinas existem células unitárias que se repetem na rede. Estas podem ser descritas por três vectores de rede, **a**, **b** e **c**, ou eixos, a , b e c , situados nos vértices da célula. Para descrever todos os tipos de redes cristalinas, bastam apenas sete tipos distintos de células unitárias (que se subdividem em 14, as chamadas redes de Bravais), a que correspondem diferentes relações entre os comprimentos dos eixos e entre as suas orientações relativas (Smith, 1998).

¹² Estrutura que apresenta três eixos cristalográficos perpendiculares e de comprimentos diferentes.

Outro material amplamente comercializado é o BSCCO, cuja composição química é dada por $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_n\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{6+2n}$, com $n = 1, 2$. O composto com $n = 0$, designado por Bi-2201, também é supercondutor, apresentando embora uma temperatura crítica na ordem de 40 K em monocristais (Amano, Tange, Nishizaki, & Yoshizaki, 2004). A estrutura cristalina do BSCCO é mais complexa que a do YBCO, sendo que os parâmetros a e b são da ordem dos 5,4 Å, enquanto que o parâmetro c cresce com n , valendo respectivamente 25, 31 e 37 Å, para n igual a 0, 1 e 2 (Poole, Farach, Creswick, & Prozorov, 2007). Além dos cinco elementos que compõem a estrutura, acresce geralmente uma parcela de chumbo para incremento da temperatura crítica e melhoria das propriedades mecânicas (Khalil, 2001). As temperaturas críticas do Bi-2212 ($n = 1$) e Bi-2223 ($n = 2$) são, respectivamente, $T_C = 92$ K e $T_C = 110$ K (Lide, 2004). Esta última temperatura torna o Bi-2223 potencialmente mais atractivo que o YBCO, embora na realidade as propriedades eléctricas e magnéticas deste último normalmente imperem.

2.1.5.3 Formas Físicas

Os SAT disponíveis comercialmente, tanto YBCO como BSCCO, aparecem sob duas formas, ou maciça (*bulk*) ou em fita (*tape, wire*).

Supercondutores maciços

O YBCO maciço pode ser mono ou policristalino, sendo que o monocristalino apresenta densidades de corrente crítica muito mais elevadas que o policristalino, já que, neste último caso, a corrente é limitada pelos limites de grão, que tem de atravessar. Os limites de grão agem como junções fracas (*weak-links*), isto é, zonas onde a supercondutividade é enfraquecida. Uma diferença na orientação dos cristais, quer relativamente ao eixo c , quer entre os planos ab , de apenas 5 °, pode reduzir a densidade de corrente crítica em duas ordens de grandeza (Thiele, Joss, Hoffmann, Kautschor, Dzick, & Freyhardt, 2001). Uma forma de reduzir este problema consiste em texturizar¹³ o YBCO, de forma a diminuir o ângulo de desalinhamento entre grãos, ou adicionar impurezas como o cálcio, para aumentar J_C (Klie, et al., 2005). As técnicas de produção de YBCO permitem actualmente a formação de amostras monocristalinas, com recurso a uma ou mais sementes¹⁴, com dimensões características superiores a 50 mm, ver Figura 2.24.

¹³ Texturizar, em cristalografia, consiste em alinhar os eixos cristalográficos dos diferentes grãos que compõem o material. No caso do YBCO isto pode ser conseguido à custa de um tratamento térmico, ver por exemplo, (Campbell & Cardwell, 1997).

¹⁴ Uma semente é uma pequena amostra monocristalina em torno da qual se constrói um cristal maior (diz-se que o cristal é crescido). Este cristal agrega-se em torno da semente por arrefecimento de matéria fundente (Smith, 1998).

Contudo, muitas aplicações de supercondutores (como motores ou chumaceiras sem contacto) necessitam de materiais supercondutores de dimensões maiores e formas diversas, pelo que a produção de amostras policristalinas, como as representadas na Figura 2.25, se apresenta normalmente como a única solução viável.



a) Amostra com diâmetro de 56 mm, fabricada pela companhia ATZ GmbH^a.



b) Amostras fabricadas pela companhia ATZ GmbH^a com recurso a duas ou três sementes.



c) Amostras com diâmetro máximo de 56 mm, fabricadas pela companhia Can Superconductors^b.

^a <http://www.atz-gmbh.com/index.html>

^b <http://www.can-superconductors.com/>

Figura 2.24: Peças em YBCO monocristalino.

Ao contrário do YBCO, em que todos os eixos cristalográficos dos grãos devem estar alinhados, no caso do BSCCO maciço importa apenas que os eixos c o estejam, podendo haver uma rotação em torno destes sem que haja degradação da densidade de corrente crítica (Tenbrink, 1998). Contudo, é mais difícil obter material apenas com uma fase do sistema BSCCO, por comparação com o YBCO, além de que as propriedades de ancoramento deste são superiores às do primeiro. Isto traduz-se numa menor capacidade do BSCCO em transportar correntes elevadas na presença de campos magnéticos. O BSCCO maciço, principalmente a fase Bi-2223 cuja temperatura crítica é mais elevada, é usado assim em aplicações que impliquem campos magnéticos fracos, e essencialmente perpendiculares ao eixo c , estando representados na Figura 2.26 exemplos de peças nesse material.

Na Tabela 2.4 comparam-se os campos críticos superiores do YBCO, Bi-2212 e Bi-2223, em direcções paralelas e perpendiculares ao eixo c . Como referido anteriormente, esta é uma consequência da anisotropia dos materiais, que não se verifica em supercondutores convencionais. Para comparação, incluem-se também os valores para os supercondutores de baixa temperatura Nb_3Sn e $NbTi$, verificando-se que os campos críticos nestes podem ser uma ordem de grandeza menores. Refira-se ainda que aplicações diferentes requerem orientações cristalográficas distintas, mesmo que a forma

das peças seja idêntica. É por exemplo o caso dos cilindros supercondutores da Figura 2.25.b) e da Figura 2.26.b).



a) Anel com diâmetro externo de 330 mm para chumaceira sem contacto. O anel integra um dispositivo de detecção de radiação cósmica de fundo, a operar a 2,7 K.



b) Cilindros ocos com alturas entre 36 e 52 mm, diâmetros externos entre 52 e 81 mm e espessuras entre 13 e 17 mm. Podem ser usados para construir rotores de motores de histerese.



c) Disco supercondutor utilizado como rotor de um motor em disco. O material é formado por 20 a 22 grãos, tem um diâmetro externo de 200 mm, um diâmetro interno de 56 mm e uma altura de 12 mm.

Figura 2.25: Peças em YBCO policristalino, fabricadas pela companhia ATZ GmbH (<http://www.atz-gmbh.com/index.html>).

Enquanto o primeiro (destinado a integrar rotores de motor de histerese) necessita que o eixo c dos grãos tenha uma direcção radial, já que se pretendem correntes axiais, no segundo (destinado a limitadores de corrente) pretende-se o eixo c na direcção axial, já que se desejam correntes circunferenciais.

Supercondutores em fita: supercondutores de primeira geração

Os primeiros supercondutores em fita que são desenvolvidos, também designados de primeira geração (1G), consistem em fitas multifilamentares de BSCCO, dado que este material não apresenta

os mesmos problemas de ligação fraca entre grãos do YBCO. Para se obterem densidades de corrente elevadas, a microestrutura do BSCCO deve ser homogênea, como já referido, isto é, apenas uma fase deve estar presente, e os grãos devem apresentar os eixos c alinhados.



Figura 2.26: Peças em Bi-2223 policristalino, fabricadas pela companhia Can Superconductors (<http://www.can-superconductors.com/>).

	YBCO	Bi-2212	Bi-2223	Nb ₃ Sn	NbTi
$B_{C2}(77\text{ K}) [\text{T}]$	9/56	3,5/35	0,6/3,5	-	-
$B_{C2}(4,2\text{ K}) [\text{T}]$	55/290	29/400	-/>600	22,1	12

Tabela 2.4: Campo crítico superior de supercondutores de alta temperatura, e comparação com as ligas supercondutoras de baixa temperatura Nb₃Sn e NbTi. Os valores são para direcção de campo paralela/perpendicular ao eixo c . Dados retirados de (Tenbrink, 1998), (Chen, et al., 2000), (Chen, Wang, Jiang, Liu, & Dou, 2001), (Lee, 2001) e (Chernoplekov, 2002).

Embora a fase 2223 tenha maior temperatura crítica (110 K) que a fase 2212 (90 K), assim como maior densidade de corrente crítica, esta última tem menor degradação das suas propriedades na presença de campos magnéticos a 4 K (Subramanyam & Boolchand, 2001). Assim, encontram-se disponíveis comercialmente supercondutores 1G em ambas as fases. Estas fitas são formadas por filamentos de BSCCO embebidos numa matriz de prata, que lhes confere robustez mecânica e flexibilidade. O número de filamentos é variável, por exemplo 1, 37, 45, 55 ou 100 (Flükiger & Grasso, 1998), dependendo do processo de fabrico. O factor de preenchimento é crucial na fita, já que, sendo a prata um bom condutor eléctrico, há que assegurar que a corrente flui pelo supercondutor e

não pela matriz. Tipicamente, para uma fita Bi-2212 tem-se um factor de preenchimento de 50% e para uma fita Bi-2223 tem-se um valor superior a 60% (Selvamanickam, et al., 1998).

Na Figura 2.27 apresenta-se uma fita BSCCO, onde são evidentes os filamentos SAT embebidos na matriz de prata. Um parâmetro importante na descrição das fitas 1G é a densidade de corrente crítica de engenharia (*engineering critical current density*), J_E , que tem em conta a secção da fita ao invés da secção de supercondutor, mais difícil de medir. Dadas as características cerâmicas dos materiais SAT, e apesar da flexibilidade conferida pela matriz de prata, existe um raio mínimo de flexão que permite manter as propriedades supercondutoras, tipicamente na ordem de poucas dezenas de milímetros. Actualmente conseguem-se fabricar fitas com várias centenas de metros, pese embora o facto do interesse neste material estar a ser transferido para as fitas de segunda geração. As fitas 1G são tipicamente usadas para construir bobinas ou cabos de transporte de energia.

As fitas 1G são sensíveis a campos magnéticos aplicados, principalmente às componentes perpendiculares à superfície da fita, tal como se pode observar nos gráficos da Figura 2.28. A 77 K, uma densidade de fluxo de 1 T perpendicular à superfície da fita, leva a uma corrente crítica praticamente nula.



a) Aspecto da fita.

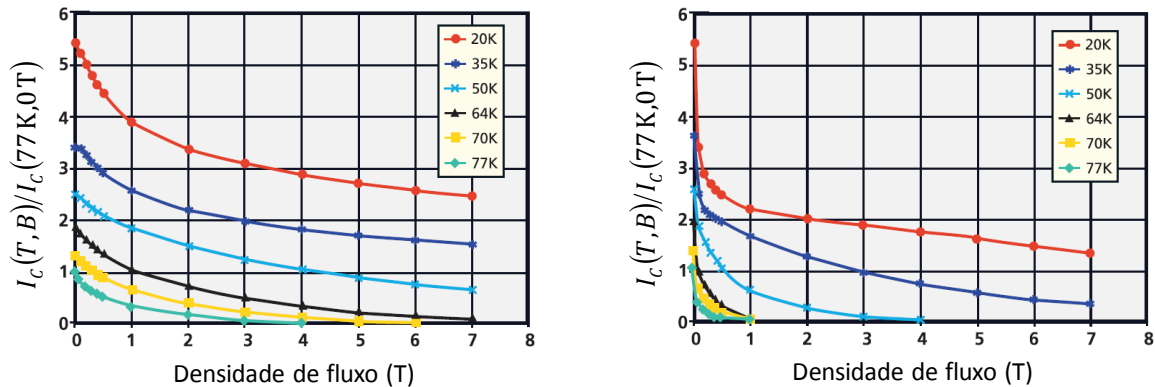


b) Secção recta da fita, com 55 filamentos (a escuro) embebidos numa matriz de prata (a claro). As dimensões médias da fita são $4,3 \text{ mm} \times 0,27 \text{ mm}$, o que, com uma corrente crítica de 145 A, resulta em $J_E = 12 \text{ kA/cm}^2$. O diâmetro mínimo de flexão é de 38 mm, mantendo mais de 95% de I_C .

Figura 2.27: Fita supercondutora Bi-2223 fabricada pela empresa American Superconductor (<http://www.amscl.com/>).

Supercondutores em fita: supercondutores de segunda geração

As fitas de segunda geração (2G), designadas de condutores revestidos (*coated conductors*) a Y-123, devem o seu advento à tecnologia de filmes finos, em que uma película de material, de alguns micrómetros de espessura é depositada num substrato metálico flexível, tal como representado na Figura 2.29.



a) Densidade de fluxo paralela à superfície da fita.

b) Densidade de fluxo perpendicular à superfície da fita.

Figura 2.28: Degradação da densidade de corrente crítica na presença de campos magnéticos. Fita da American Superconductor, modelo HTS High Strength Plus Wire (<http://www.amsc.com/>). Gráficos elaborados a partir de um catálogo da empresa.

O crescente interesse nesta tecnologia, por enquanto mais cara que a 1G e com condutores de menor comprimento, da ordem de várias dezenas de metros, reside no facto de ser possível a operação em campos e temperaturas mais elevadas (Selvamanickam, et al., 1998) e com densidades de corrente crítica superiores às obtidas com fita 1G (Subramanyam & Boolchand, 2001).

Na Figura 2.30 é apresentada uma fita 2G. A Figura 2.31 apresenta uma comparação de fitas 1G e 2G, em campos perpendiculares à superfície da fita, a diferentes temperaturas. Como se pode observar, o parâmetro J_E apresenta valores mais baixos no caso das fitas 1G para temperaturas semelhantes, principalmente quando estas se aproximam dos 77 K.

Vantagens adicionais das fitas 2G face às 1G (Gieras, 2009) consistem em melhores propriedades mecânicas (maior tensão de tracção crítica, maior extensão de flexão e maior extensão de tracção) e melhor homogeneidade do material.

Refira-se ainda que, para além das densidades de corrente crítica e crítica de engenharia, há outros parâmetros que podem também ser utilizados para caracterizar fitas supercondutoras,

nomeadamente o produto entre a corrente crítica e o comprimento da fita (expresso geralmente em $\text{kA}\cdot\text{m}$) ou a razão entre a corrente crítica e a largura da fita (expresso geralmente em A/cm -largura).

A Tabela 2.5 apresenta uma comparação de propriedades dos materiais referidos nesta secção.

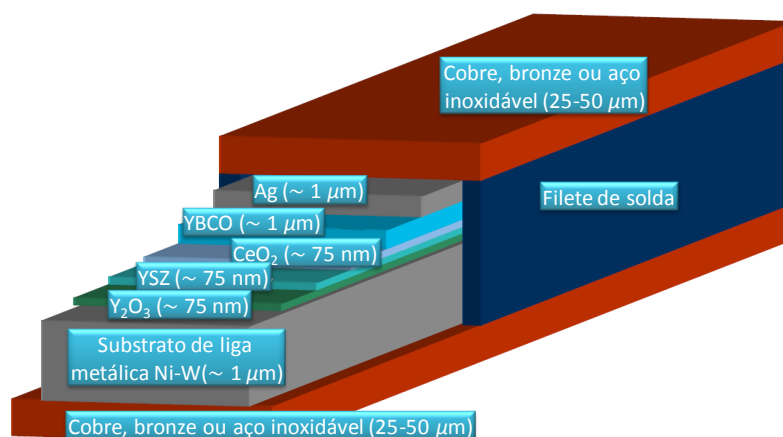
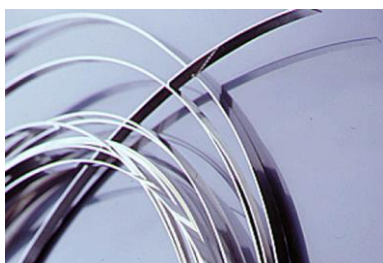


Figura 2.29: Adaptação do diagrama das camadas dos condutores revestidos a YBCO fabricados pela empresa American Superconductor (<http://www.amsc.com/>).



a) Aspecto exterior da fita.



b) Secção recta da fita. Esta é laminada a cobre, bronze ou aço inoxidável em ambas as faces, por questões de robustez mecânica, eléctrica e térmica. As dimensões médias são de $4,4 \text{ mm} \times 0,4 \text{ mm}$, com uma corrente crítica até 100 A a 77 K, e um diâmetro mínimo de flexão de 35 mm.

Figura 2.30: Fita supercondutora de segunda geração fabricada pela empresa American Superconductor (<http://www.amsc.com/>).

2.1.6 Conclusões

Nesta secção apresentaram-se os materiais supercondutores de alta temperatura, objecto de aplicação da presente dissertação. Iniciou-se a secção com uma perspectiva histórica da supercondutividade, passando-se então à descrição das propriedades macroscópicas da mesma, e teorias associadas. Continuou-se com a referência aos supercondutores do tipo II, onde os supercondutores de alta temperatura se inserem, para finalmente se passar à descrição dos mesmos,

sobretudo aos que estão generalizados comercialmente, nomeadamente os compostos por YBCO e BSCCO, maciços ou em fita, cuja utilização é investigada em aplicações de energia ao longo da dissertação.

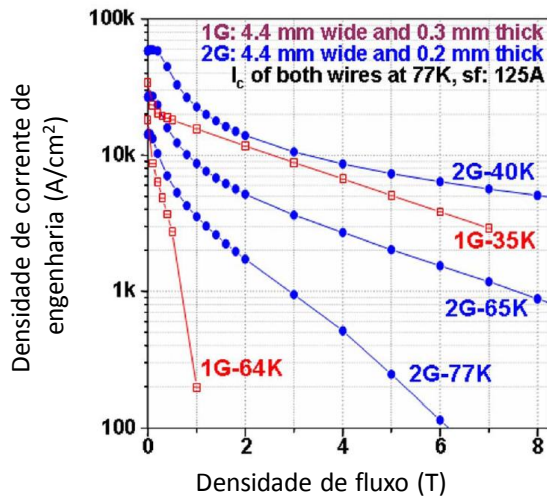


Figura 2.31: Comparação de fitas 1G e 2G, para diferentes temperaturas, sujeitas a densidade de fluxo perpendicular à superfície da fita. Fonte: Companhia Theva (<http://www.theva.com/>). Gráfico elaborado a partir de um catálogo da empresa.

Material	T_c [K]	$J_c(T, 0 \text{ T})$ [A/cm ²]	$J_c(T, B)$ [A/cm ²]
YBCO maciço	93	10^5 a 77 K	10^4 a 77 K, 10 T
Bi-2223 maciço	110	10^3 a 77 K	
Fita Bi-2212 (1G)	90	10^4 a 77 K	10^3 a 77 K, 1 T
		10^5 a 4 K	10^4 a 4 K, 1 T
Fita Bi-2223 (1G)	110	$5 \cdot 10^4$ a 77 K	$5 \cdot 10^3$ a 77 K, 1 T
Fita Y-123 (2G)	93	10^7 a 77 K	10^4 a 77 K, 5 T

Tabela 2.5: Comparação das propriedades dos supercondutores YBCO e BSCCO em diferentes formas. Informação retirada de (Subramanyam & Boolchand, 2001) e de (Plecháček & Hejtmánek, 1997), para o caso do BSCCO maciço. O campo, quando existe, é paralelo ao eixo c .

Actualmente assiste-se a um grande esforço de investigação e desenvolvimento nos condutores revestidos a YBCO, por exemplo no que concerne à produção de fitas com comprimentos cada vez maiores. Mais recentemente, começam também a encontrar-se referências a condutores de terceira geração (3G) (Gieras, 2009), com maior ancoramento de fluxo, conseguido à custa da optimização dos centros de ancoramento. Pretende assim conseguir-se um incremento na densidade de corrente crítica, podendo estes condutores ser de BSCCO ou YBCO.

2.2 Modelização de Supercondutores

2.2.1 Introdução

Muito embora não exista uma teoria consensual que explique a supercondutividade de alta temperatura, em foco na presente dissertação, no último meio século surgiram vários modelos que permitem descrever o comportamento dos materiais supercondutores do tipo II, e, por consequência, dos SAT. Esses modelos são descritos nesta secção.

Alguns dos modelos apresentados são bastante simples e de fácil aplicação no projecto de dispositivos com SAT, verificando-se apesar disso, em determinadas condições, uma concordância de elevada qualidade entre os resultados previstos e os experimentais. Certos modelos são fenomenológicos na sua essência, de natureza empírica, com pouca ligação aos processos microscópicos que ocorrem dos materiais. Contudo, permitem descrever efeitos como o ancoramento de fluxo, a partir do qual se explica, por exemplo, a histerese em supercondutores, de origem diversa da dos materiais ferromagnéticos.

Um dos modelos mais amplamente encontrados na bibliografia, e por isso detalhado neste documento, é o modelo de Bean, que se insere na família dos modelos de estado crítico. Modelos mais recentes incluem a lei das potências $E - J$, a partir da qual se demonstra, por exemplo, a difusão magnética em supercondutores, que descreve de forma mais consistente que os modelos de estado crítico os fenómenos envolvendo variação temporal “rápida” das grandezas electromagnéticas.

2.2.2 Modelos de Estado Crítico

Nos modelos de estado crítico as distribuições de densidade de fluxo magnético, \mathbf{B} , e de densidade de corrente, \mathbf{J} , ambas no interior do supercondutor, regem-se pela equação

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} + \mathbf{f}_a = 0 \quad (2.41)$$

onde \mathbf{f}_a é densidade volumétrica de força de ancoramento no material. Mais, a densidade de corrente apresenta apenas um de dois valores, ou a corrente crítica, ou zero.

2.2.2.1 Modelo de Bean

O modelo de Bean (Bean C. P., 1962), (Bean C. P., 1964), assume que a densidade de corrente num supercondutor é independente da densidade de fluxo, isto é $f_a \propto B$, ou seja

$$|\mathbf{J}| = cte. = J_C \quad (2.42)$$

Apesar de esta assumption não corresponder à realidade, os resultados obtidos com esta simplificação são, em determinadas condições e aplicações, válidos, pelo que este modelo vem sendo amplamente utilizado desde a sua formulação. Exemplos de aplicações são, por exemplo, o cálculo de perdas em corrente alternada nos supercondutores (Wilson, 1983).

Para ilustração das consequências da aplicação do modelo de Bean, considere-se uma placa¹⁵ supercondutora de dimensões infinitas segundo x e z , e de espessura $2a$ segundo y , tal como representado na Figura 2.32, imersa num campo aplicado variável paralelo a z , dado por $\mathbf{B}_{ap} = B_o \mathbf{e}_z$.

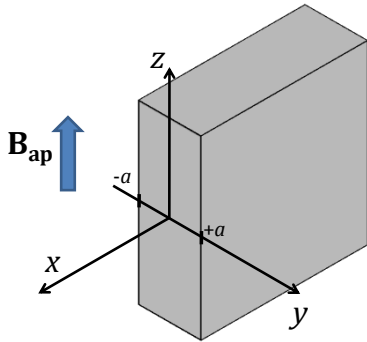


Figura 2.32: Placa supercondutora de dimensões infinitas segundo x e z e de espessura $2a$ segundo y . O material está imerso num campo aplicado uniforme, \mathbf{B}_{ap} , paralelo a z .

Naturalmente, verifica-se a lei de Ampère no interior do supercondutor, isto é

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.43)$$

Note-se que num supercondutor do tipo II puro, sem locais de ancoramento, a densidade de fluxo penetra no supercondutor uniformemente (formando a já referida rede de Abrikosov), resultando em densidade de corrente nula no mesmo, por ser nula a variação espacial de \mathbf{B} .

Para a geometria em apreço, (2.43) resulta em

$$\frac{dB_z(y)}{dy} \mathbf{e}_x = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.44)$$

isto é, a densidade de corrente só tem componentes segundo x , ou seja, $\mathbf{J} = J_x(y) \mathbf{e}_x$, o que significa que as correntes se fecham no infinito. Por outro lado, considerando (2.41) e (2.44), obtém-se

$$\mathbf{f}_a = B_z(y) J_x(y) \mathbf{e}_y = f_{a_y}(y) \mathbf{e}_y \quad (2.45)$$

¹⁵ Referido normalmente na literatura anglo-saxónica como *slab*.

Podem agora considerar-se distintas situações, de seguida apresentadas (Poole, Farach, Creswick, & Prozorov, 2007).

Campo aplicado fraco

Suponha-se que o campo exterior, inicialmente nulo, é aplicado de forma progressiva. A situação de campo fraco corresponde a não haver uma penetração completa de densidade de fluxo magnético no interior da placa, havendo uma região livre de campo, e, por consequência de (2.44), de corrente. O campo começa a penetrar na amostra a partir da fronteira, como visto anteriormente, e decresce até se anular, em $|y| = a'$, com declive $\mu_0 J_C$. Resulta assim

$$B_z(y) = \begin{cases} B_0 \left(\frac{y - a'}{a - a'} \right) & , a' < y < a \\ 0 & , -a' \leq y \leq a' \\ B_0 \left(\frac{y + a'}{a' - a} \right) & , -a < y < -a' \end{cases} \quad (2.46)$$

em que B_0 é o valor do campo aplicado e a região penetrada por fluxo é dada por $a' < |y| < a$. Para a densidade de corrente virá

$$J_x(y) = \begin{cases} +J_C & , a' < y < a \\ 0 & , -a' \leq y \leq a' \\ -J_C & , -a < y < -a' \end{cases} \quad (2.47)$$

Verificando-se $\mu_0 J_C = B_0 / (a - a')$, resulta

$$a' = a - \frac{B_0}{\mu_0 J_C} \quad (2.48)$$

Na Figura 2.33 representam-se as componentes z e x dos dois campos **B** e **J**, nomeadamente B_z e J_x , para $a' = \frac{a}{2}$ e $a' = 0$, ou, de forma equivalente, para $B_0 = \frac{1}{2}B^*$ e $B_0 = B^*$ respectivamente, onde B^* é o valor do campo aplicado que leva à penetração total. Este último valor define o critério de distinção entre campo aplicado fraco e elevado.

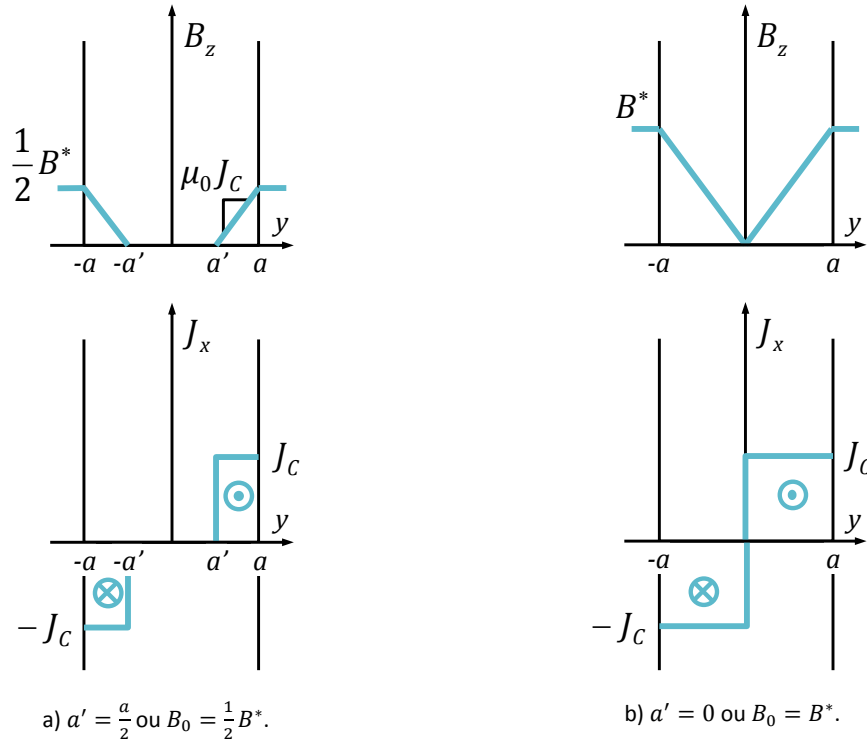


Figura 2.33: Campo aplicado fraco num supercondutor do tipo II no estado misto, de acordo com o modelo de estado crítico de Bean. O campo é incrementado de forma progressiva a partir de zero.

O campo correspondente à transição entre campo aplicado fraco e elevado, ou seja, à penetração total, é dado por

$$B^* = \mu_0 J_C a \quad (2.49)$$

Assim, quando $B_0 = B^*$, o campo e a corrente atingem o centro da placa. Acima desse valor, considera-se campo aplicado forte. A densidade de força de ancoramento, de acordo com (2.45) a (2.47), é dada por

$$f_{ay}(y) = \begin{cases} J_C B_0 \left(\frac{y - a'}{a - a'} \right) & , a' < y < a \\ 0 & , -a' \leq y \leq a' \\ -J_C B_0 \left(\frac{y + a'}{a' - a} \right) & , -a < y < -a' \end{cases} \quad (2.50)$$

Campo aplicado forte

Aumentando o campo aplicado acima de B^* , e introduzindo-se esta grandeza nas expressões dos campos, obtém-se

$$B_z(y) = \begin{cases} B_0 + B^* \left(\frac{y-a}{a} \right) & , 0 \leq y \leq a \\ B_0 - B^* \left(\frac{y+a}{a} \right) & , -a \leq y \leq 0 \end{cases} \quad (2.51)$$

$$J_x(y) = \begin{cases} +J_c & , 0 < y < a \\ -J_c & , -a < y < 0 \end{cases} \quad (2.52)$$

$$f_{ay}(y) = \begin{cases} J_c \left[B_0 + B^* \left(\frac{y-a}{a} \right) \right] & , 0 < y < a \\ J_c \left[B_0 - B^* \left(\frac{y+a}{a} \right) \right] & , -a < y < 0 \end{cases} \quad (2.53)$$

Relativamente a (2.52), verifica-se que, em campo forte crescente, se mantêm os perfis da densidade de corrente. Isto corresponde a uma saturação da magnetização do material, e, por conseguinte, de histerese. Na Figura 2.34 representa-se **B** e **J** para a situação correspondente a $B_0 = 2B^*$.

Reversão da excitação

De acordo com o referido, quando a excitação toma o valor $2B^*$, a densidade de fluxo no centro da placa vale B^* . Continuando a aumentar a excitação, então os perfis dos campos mantêm-se como os da Figura 2.34, com B_z a continuar a evoluir no sentido crescente de z , enquanto não for ultrapassado o campo crítico superior. Contudo, se se reverter a evolução do campo aplicado, reduzindo-o, assiste-se a um perfil de campos como os representados na Figura 2.35. Quando finalmente se anula a excitação, e de acordo com a mesma figura, pode observar-se que a densidade de fluxo ancorada no centro do cilindro vale B^* . O fluxo magnético ancorado, por unidade de comprimento da placa segundo x , é, neste caso $d\phi = aB^*$ Wb/m. Em suma, para se ancorar B^* no centro da placa é necessário levar a excitação a $2B^*$. Uma forma de obviar esta conclusão consiste em arrefecer o supercondutor na presença de campo, ao contrário do até agora exposto, em que o arrefecimento é realizado em campo nulo.

Arrefecimento na presença de campo

Se a mesma placa supercondutora for arrefecida na presença de campo aplicado, este fica ancorado nos centros de ancoramento respectivos (Krabbes, Fuchs, Canders, May, & Palka, 2006). Não havendo desta forma variação espacial da densidade de fluxo, também não existem correntes no material. Conforme se retira o campo externo, estas correntes vão surgindo a partir das extremidades da placa, até a penetrarem em toda a sua extensão quando o campo é anulado.

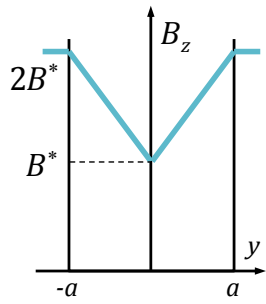


Figura 2.34: Campo aplicado elevado num supercondutor do tipo II no estado misto, de acordo com o modelo de Bean, para $B_0 = 2B^*$.

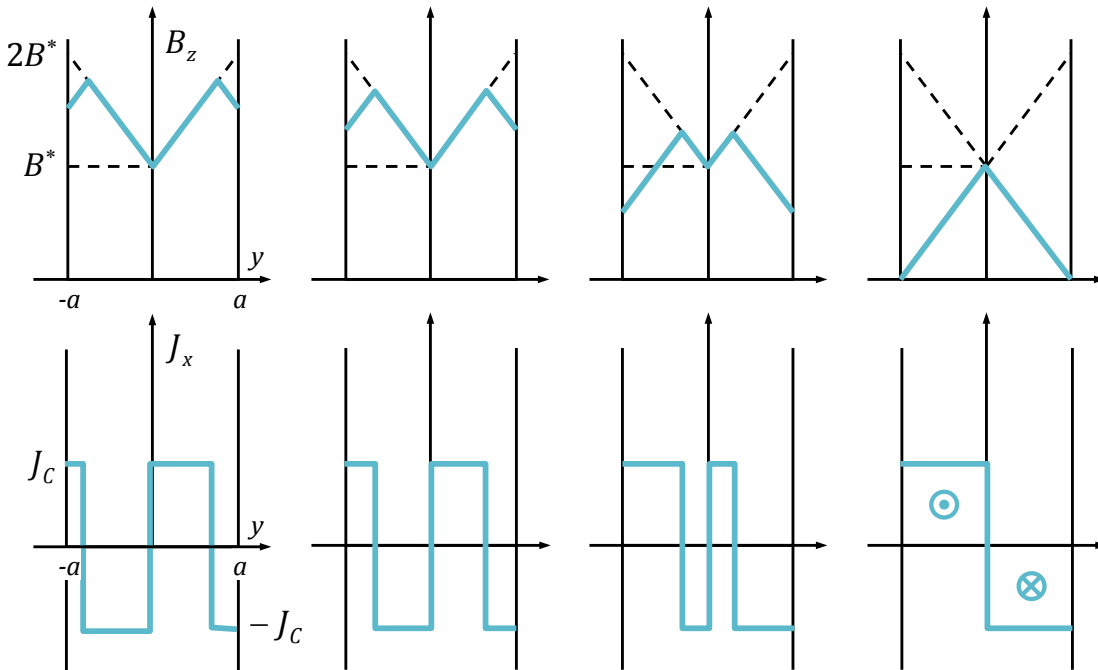
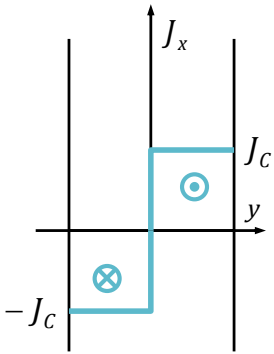
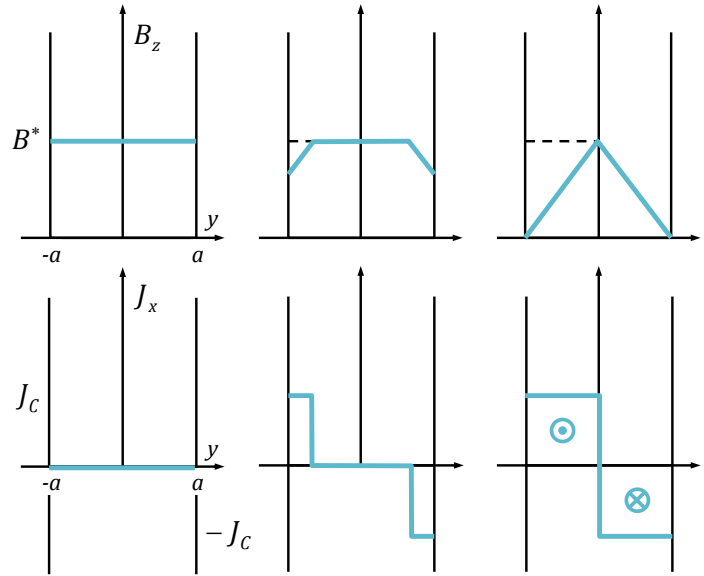


Figura 2.35: Evolução da densidade de fluxo e de corrente num supercondutor sujeito a um campo aplicado decrescente, de acordo com o modelo de Bean.

Esta sequência está representada na Figura 2.36. Assim, para se ancorar o mesmo fluxo $d\phi = aB^*$, ou, equivalentemente, B^* no centro da placa, basta começar com um campo externo com este valor, o que corresponde a metade do necessário na situação anterior.

Figura 2.36: Ancoramento de fluxo num supercondutor, de acordo com o modelo de Bean, na situação de arrefecimento na presença de campo, após o qual a excitação é progressivamente retirada.



2.2.2.2 Outros Modelos de Estado Crítico

Existem outros modelos de estado crítico mais complexos que o modelo de Bean, que têm em conta a dependência entre a densidade de fluxo e o valor da densidade de corrente crítica, sendo o modelo de Kim (Kim, Hempstead, & Strnad, 1962) um dos mais divulgados. Na Tabela 2.6, adaptada de (Poole, Farach, Creswick, & Prozorov, 2007), apresenta-se a descrição de alguns modelos de estado crítico encontrados na literatura, referindo-se a expressão da densidade de corrente crítica considerada em cada um deles. Nessa tabela, os parâmetros B_i , J_i , n e β , quando aplicáveis, são constantes obtidas experimentalmente.

2.2.3 Modelo Pilha de Areia (Sand-Pile)

O modelo de Bean, apresentado atrás, considera amostras de dimensão infinita. Para amostras reais, é necessário considerar o efeito das dimensões das mesmas no cálculo da densidade de fluxo. Uma forma de o fazer passa pela utilização do modelo pilha de areia (*sand-pile*) (Nagashima, Higuchi, Sok, Yoo, Fujimoto, & Murakami, 1997).

No modelo pilha de areia assume-se que as correntes persistentes fluem em anéis paralelos ou concêntricos, como representado na Figura 2.37 para um magneto supercondutor paralelepípedo com fluxo residual, completamente penetrado por corrente e por fluxo.

$J_C(B)$	Modelo	Referências
J_{C0}	Bean	(Bean C. P., 1962), (Bean C. P., 1964)
$\frac{J_{C0}}{1 + \frac{B}{B_i}}$	Kim	(Kim, Hempstead, & Strnad, 1962), (Kim, Hempstead, & Strnad, 1963)
$J_{C0}e^{-\frac{B}{B_i}} + J_i$	Exponencial	(Fietz, Beasley, Silcox, & Webb, 1964)
$J_{C0} B ^{-n}$	Potência	(Irie & Yamafuji, 1967)
$J_{C0} - J_i \frac{B}{B_i}$	Linear	(Watson, 1968)
$\frac{J_{C0}}{(B + B_i)^\beta}$	Generalizado	(Lam, Kim, & Jeffries, 1990)
$\frac{J_{C0}}{\left(\frac{B}{B_i}\right)^n}, 0 \leq n \leq 1$	Ancoramento fixo	(LeBlanc & LeBlanc, 1992)

Tabela 2.6: Expressão da densidade de corrente como função da densidade de fluxo em diferentes modelos de estado crítico. O valor J_{C0} corresponde à densidade de corrente crítica observada na ausência de campo aplicado numa amostra virgem.

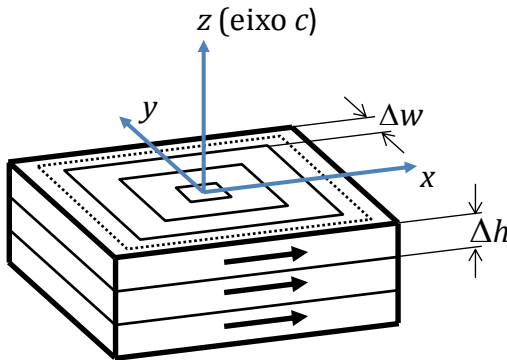


Figura 2.37: Anéis de correntes persistentes num magneto de fluxo residual completamente magnetizado, de acordo com o modelo pilha de areia. As correntes fluem perpendicularmente a z (que coincide com o eixo c), em anéis elementares de espessura Δw e altura Δh .

Reportando às dimensões Δw e Δh nessa figura, sendo J_C a densidade de corrente crítica do supercondutor, então a corrente que flui em cada anel é dada por

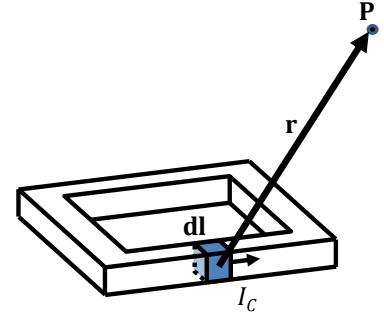
$$I_C = J_C \cdot \Delta w \cdot \Delta h \quad (2.54)$$

Pode agora utilizar-se a lei de Biot-Savart na forma

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_C d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (2.55)$$

para calcular a densidade de fluxo em qualquer ponto do espaço. Nessa equação, $I_C d\mathbf{l}$ é o vector elemento de corrente e \mathbf{r} o vector posição, dirigido do elemento de corrente em questão para o ponto do espaço onde se pretende calcular o campo, tal como representado na Figura 2.38. Pode-se assim, por integração de (2.55), calcular o campo criado por cada anel de corrente em qualquer ponto. Somando as contribuições de todos os anéis, calcula-se o campo provocado pela magnetização da amostra. No presente trabalho considerou-se a densidade crítica de corrente como sendo constante, ou seja, utilizou-se o modelo de Bean em conjunto com o modelo pilha de areia.

Figura 2.38: O elemento de corrente $I_C d\mathbf{l}$ origina, no ponto P, uma densidade de fluxo elementar, $d\mathbf{B}$, dada pela lei de Biot-Savart.



Considere-se um anel de corrente de uma amostra paralelepipedica, mostrado em planta na Figura 2.39. Integrando (2.55), obtém-se a densidade de fluxo provocada pelo anel, assente em $z = c$, no ponto de observação (x, y, z) , cujas componentes (B_x, B_y, B_z) são

$$B_x = \frac{\mu_0}{4\pi} I_C (z - c) \left[\frac{1}{(x - a)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{y + b}{r_{+a,-b}} - \frac{y - b}{r_{+a,+b}} \right) + \frac{1}{(x + a)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{y - b}{r_{-a,+b}} - \frac{y + b}{r_{-a,-b}} \right) \right] \quad (2.56)$$

$$B_y = \frac{\mu_0}{4\pi} I_C (z - c) \left[\frac{1}{(y - b)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{x + a}{r_{-a,+b}} - \frac{x - a}{r_{+a,+b}} \right) + \frac{1}{(y + b)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{x - a}{r_{+a,-b}} - \frac{x + a}{r_{-a,-b}} \right) \right] \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned}
B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} I_c (z - c) & \left[\frac{a - x}{(x - a)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{y + b}{r_{+a,-b}} - \frac{y - b}{r_{+a,+b}} \right) \right. \\
& - \frac{a + x}{(x + a)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{y - b}{r_{-a,+b}} - \frac{y + b}{r_{-a,-b}} \right) \\
& + \frac{b - y}{(y - b)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{x + a}{r_{-a,+b}} - \frac{x - a}{r_{+a,+b}} \right) \\
& \left. - \frac{b + y}{(y + b)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{x - a}{r_{+a,-b}} - \frac{x + a}{r_{-a,-b}} \right) \right]
\end{aligned} \tag{2.58}$$

Nas equações anteriores, $r_{+a,-b}$ corresponde à distância entre o ponto de observação e o vértice do anel situado em $x = +a$ e $y = -b$, isto é

$$r_{+b,-a} = \sqrt{(x - a)^2 + (y + b)^2 + (z - c)^2} \tag{2.59}$$

Os coeficientes $r_{+a,+b}$, $r_{-a,+b}$ e $r_{-a,-b}$ são determinados de forma análoga.

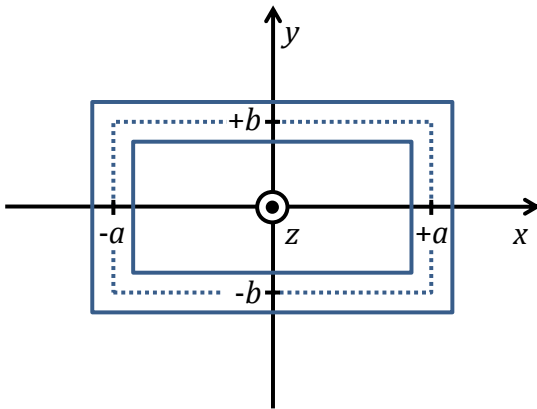
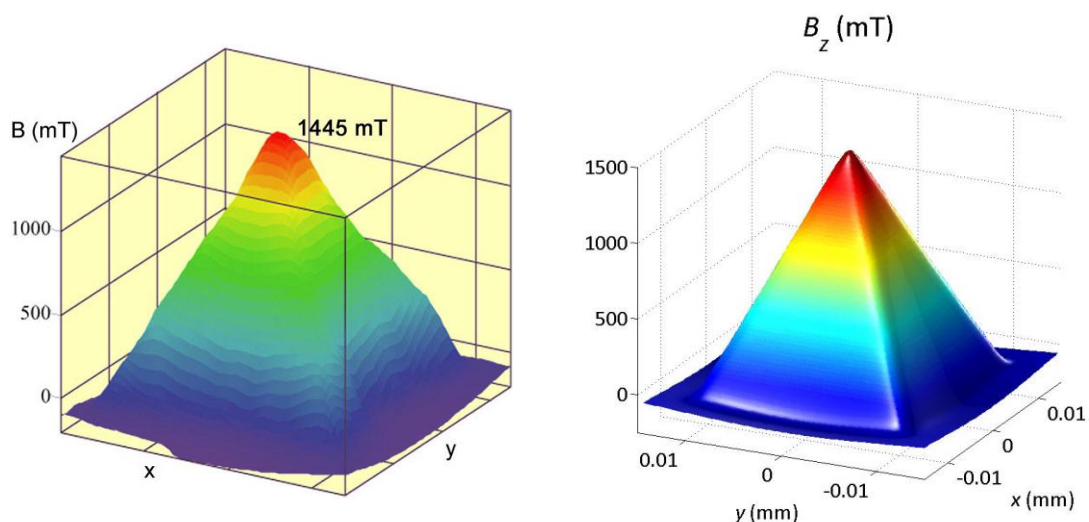


Figura 2.39: Vista em planta de um anel rectangular de corrente situado em $x = \pm a$ e $y = \pm b$.

Em (Aydiner & Yanmaz, 2005) é verificada a concordância entre dados obtidos com o modelo pilha de areia e dados medidos de perfis de campo ancorado. Desta forma, pode também proceder-se à determinação da corrente crítica, considerando neste caso o modelo de Bean, a partir do perfil do campo. Considere-se como exemplo o perfil obtido experimentalmente da componente z da densidade de fluxo, apresentado na Figura 2.40.a), cujo valor máximo é de 1,445 T, retirado da referência (Gawalek, et al., 2004). Utilizando o modelo pilha de areia pode determinar-se, por ajuste, o valor da corrente crítica, chegando-se ao perfil da Figura 2.40. Com $\Delta w = 0,475$ mm e $\Delta h = 1,7$ mm, obteve-se $J_c = 16,88$ kA/cm².



a) Resultado da medição experimental. Retirado de (Gawalek, et al., 2004). b) Resultado obtido numericamente. A corrente crítica foi determinada por ajuste.

Figura 2.40: Perfil de campo ancorado (componente segundo z), numa amostra de Y-123 com um único domínio e dimensões $38 \times 38 \times 17 \text{ mm}^3$. O campo é obtido a 0,6 mm da superfície da amostra.

O parâmetro de ajuste para determinar a corrente crítica foi, por não se ter acesso aos dados apresentados em (Gawalek, et al., 2004), o valor máximo da densidade de fluxo. Contudo, poder-se-ia utilizar o erro quadrático médio entre a superfície medida e a obtida, para um valor mais correcto. Na Figura 2.41 apresenta-se a relação, para o exemplo referido, entre a densidade máxima de fluxo ancorada e a densidade crítica de corrente, obtendo-se $\{B_z\}_{\text{máx}} = 0,0856J_C$, com J_C em kA/cm^2 . O incremento da densidade de corrente crítica na amostra é conseguido reduzindo por exemplo a temperatura de operação, 77 K no caso do exemplo apresentado.

2.2.4 Lei da Potência $E - J$

2.2.4.1 Campo Eléctrico, Densidade de Corrente e Resistividade

Apesar da utilidade dos modelos de estado crítico, e principalmente do modelo de Bean, pela sua simplicidade, estes assumem que as correntes no supercondutor, a existirem, apresentam sempre o seu valor crítico. Este é idealmente um valor bem definido, a partir do qual o material apresenta resistividade. Contudo, nos supercondutores (e principalmente nos SAT), a corrente não apresenta sempre o seu valor crítico, nem este traduz uma transição abrupta entre supercondutividade e estado normal.

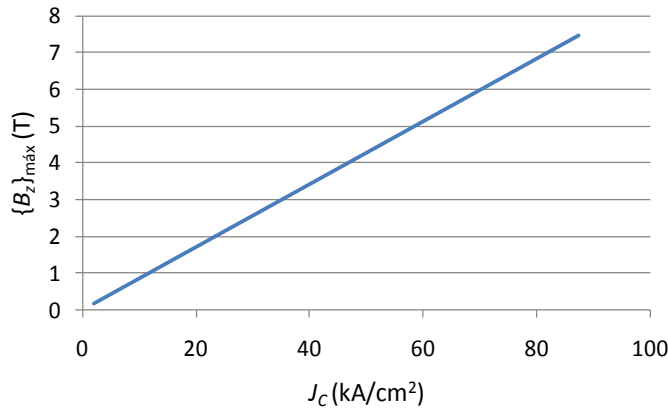


Figura 2.41: Relação entre densidade máxima de fluxo da componente z e densidade crítica de corrente, obtida a partir do modelo pilha de areia, numa amostra de Y-123 com um único domínio e dimensões $38 \times 38 \times 17 \text{ mm}^3$. A densidade de fluxo é calculada a 0,6 mm da superfície da amostra.

Um dos esquemas actualmente mais utilizados para modelizar supercondutores consiste na lei da potência $E - J$, que relaciona, naturalmente, o campo eléctrico E com a densidade de corrente J no supercondutor. Esta lei traduz-se por (Brandt, 1998)

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (2.60)$$

ou, em termos vectoriais (Stavrev, et al., 2002) por

$$\mathbf{E} = E_c \left(\frac{|\mathbf{J}|}{J_c} \right)^{n-1} \frac{\mathbf{J}}{J_c} \quad (2.61)$$

Nas equações anteriores, E_c é o valor de campo eléctrico no qual a densidade de corrente crítica, J_c , é atingida. Dado que não há uma transição bem definida no campo eléctrico, utiliza-se geralmente o critério de $E_c = 1 \text{ } \mu\text{V/cm}$ para definir a corrente crítica (Elschner, Breuer, Wolf, Noe, Cowey, & Bock, 2001). O parâmetro n define a forma da curva. Alguns casos particulares são:

- $n = 1$: correspondente à lei de Ohm, isto é, $E = \rho J$, onde $\rho = E_c/J_c$.
- $n = \infty$: modelo de Bean, com J a tomar os valores 0 ($E = 0$) ou J_c ($E = E_c$).

Na Figura 2.42 apresenta-se a forma da curva $E - J$ para diferentes valores de n . No caso dos SAT tem-se geralmente n entre 5 e 20, enquanto que nos supercondutores de baixa temperatura são comuns valores superiores a 50 (Stavrev, et al., 2002). Como se verifica na figura, quanto maior o valor de n , mais pronunciada será a transição para o estado normal. Os valores E_c , J_c e n são função da densidade de fluxo e da temperatura.

Pode então definir-se a resistividade do supercondutor, com base nas equações anteriores, como

$$\rho = \frac{dE}{dJ} = n \frac{E_c}{J_c} \left(\frac{J}{J_c} \right)^{n-1} \quad (2.62)$$

Esta resistividade está representada de forma qualitativa na Figura 2.43.

Figura 2.42: Lei da potência $E - J$ para diferentes valores do parâmetro n .

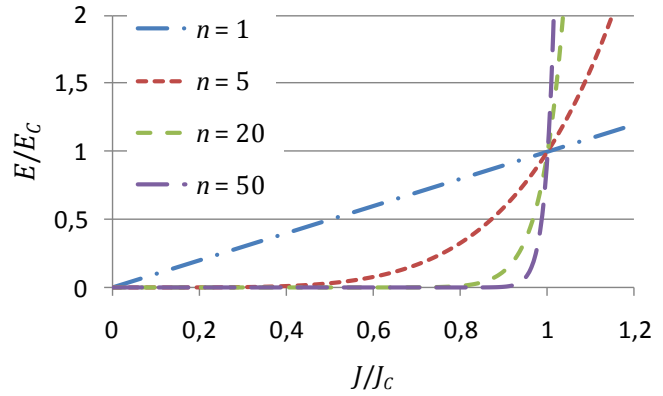
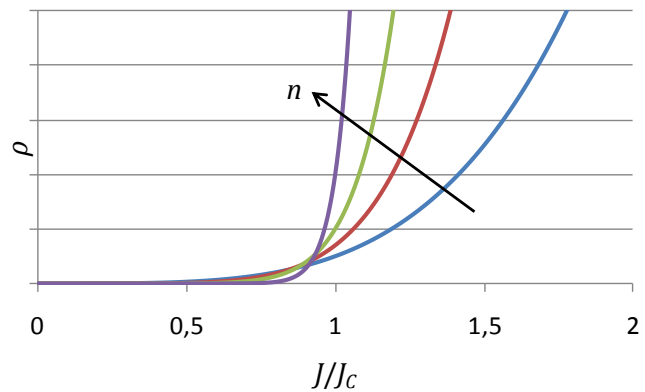


Figura 2.43: Evolução qualitativa da resistividade de um supercondutor, obtida a partir da lei da potência $E - J$, com o parâmetro n .



Num supercondutor de alta temperatura, podem distinguir-se geralmente quatro estados, cada um com um valor distinto do parâmetro n (Elschner, Breuer, Wolf, Noe, Cowey, & Bock, 2001):

- Resistência nula: estado em que a resistividade é virtualmente nula (ou inferior à precisão dos instrumentos de medida), e que corresponde geralmente a densidades de corrente inferiores à crítica. Desta forma, tem-se $n = \infty$.
- Fluência de fluxo (*flux creep*): o campo eléctrico cresce abruptamente com a densidade de corrente. Em amostras de Bi-2212 verificou-se $n = 9$ numa vasta gama de temperaturas (66 a 84 K) (Elschner, Breuer, Wolf, Noe, Cowey, & Bock, 2001).

- Escoamento de fluxo (*flux flow*): há resistividade devido ao movimento livre de vórtices no material, verificando-se, também no Bi-2212 na ausência de campo aplicado, $n = 2$ (Elschner, Breuer, Wolf, Noe, Cowey, & Bock, 2001).
- Normal: o material apresenta um comportamento óhmico, isto é, $n = 1$.

Os estados de fluência de fluxo e de escoamento de fluxo, pela sua importância, serão de seguida descritos.

2.2.4.2 Fluência de Fluxo (*Flux Creep*)

Num supercondutor com fluxo ancorado, um aumento de temperatura leva a que haja maior disponibilidade de energia térmica por parte dos fluxoides, levando desta forma a um acréscimo da probabilidade de estes serem libertados dos respectivos centros de ancoramento (Warnes, 2001). Este fenómeno é conhecido por fluência de fluxo ou relaxação magnética (Yeshurun, Malozemoff, & Shaulov, 1996). A teoria, introduzida em (Anderson, 1962), assenta na premissa de que a qualquer temperatura os fluxoides sofrem uma excitação devido à energia térmica kT disponível (Warnes, 2001), onde k é a constante de Boltzmann e T a temperatura.

A lei da potência resulta da fluência de fluxo. De facto, quando os fluxoides são desancorados e se movem com velocidade v num campo B ortogonal, surge um campo eléctrico dado por $E = vB$. O valor médio desta velocidade, que está associada a movimento de fluxoides activados termicamente, é dado por (Yeshurun, Malozemoff, & Shaulov, 1996), (Cha, 2003)

$$v = v_0 e^{-\frac{U(J)}{kT}} \quad (2.63)$$

Nesta equação, $U(J)$ é a profundidade do poço de potencial em que os centros de ancoramento assentam, isto é, representa a energia de activação necessária para desancorar os fluxoides, que é nula para $J = J_c$. Assumindo uma relação logarítmica entre U e J dada por (Zeldov, Amer, Koren, Gupta, McElfresh, & Gambino, 1990)

$$U(J) = U_0 \ln\left(\frac{J_c}{J}\right) \quad (2.64)$$

resulta

$$E = v_0 B \left(\frac{J}{J_c}\right)^{\frac{U_0}{kT}} \quad (2.65)$$

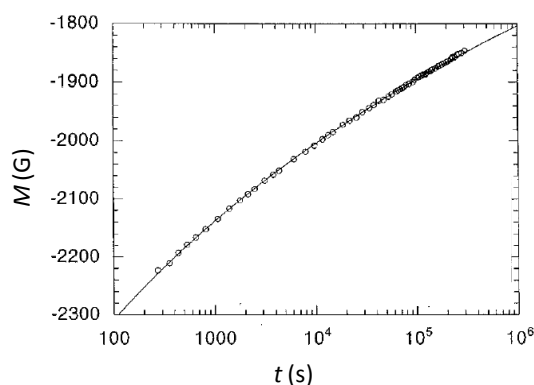
isto é, $E_c = v_0 B$ e

$$n = \frac{U_0}{kT} \quad (2.66)$$

A fluência de fluxo foi estudada inicialmente em supercondutores de baixa temperatura. Devido ao calor específico¹⁶ relativamente baixo destes materiais, há um aquecimento rápido em presença de dissipação, e uma fácil passagem ao estado de escoamento de fluxo, a seguir descrito, ou ao estado normal (Cha, 2003). Contudo, o calor específico muito mais elevado dos SAT¹⁷ permite a manutenção de fluência de fluxo numa gama muito mais ampla de corrente (Cha, 2003), efeito designado por fluência de fluxo gigantesca (*giant flux creep*) (Yeshurun, Malozemoff, & Shaulov, 1996).

A fluência de fluxo, por corresponder a dissipação, causa uma relaxação ou decaimento da corrente num supercondutor ao longo do tempo. Isto traduz-se, por exemplo, na diminuição do fluxo ancorado (e do gradiente da densidade de fluxo) num magneto supercondutor de fluxo residual, ou, correspondentemente, da magnetização (Yeshurun, Malozemoff, & Shaulov, 1996), tal como se observa no gráfico da Figura 2.44. No caso de uma corrente de transporte, a fluência de fluxo traduz-se em resistência, em que as perdas associadas têm que ser compensadas por uma fonte externa (Warnes, 2001).

Figura 2.44: Gráfico da variação da magnetização com o tempo. A magnetização está representada em gauss, sendo $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$ ou $4\pi \times 10^{-11} \text{ A/m}$ num meio com permeabilidade magnética relativa unitária. O campo aplicado, paralelo ao eixo c , é de 1 T . Adaptado de (Yeshurun, Malozemoff, & Shaulov, 1996).



A fluência de fluxo é de extrema importância em supercondutividade aplicada a sistemas de energia, pois corresponde normalmente ao regime nominal em que os dispositivos operam.

¹⁶ Propriedade dos materiais definida como a quantidade de calor por unidade de massa necessário para elevar a temperatura de uma substância de 1°C . Também pode ser referido em unidades de volume, designando-se calor específico volúmico.

¹⁷ Como exemplo refira-se que o calor específico volúmico do Bi-2212 a 77 K é superior em duas ordens de grandeza ao do Nb_3Sn a $6,2 \text{ K}$ (Cha, 2003).

2.2.4.3 Escoamento de Fluxo (Flux Flow)

Na fluência de fluxo, vista anteriormente, as forças de ancoramento são dominantes na dinâmica dos vórtices. No regime agora descrito, de escoamento de fluxo, as forças de Lorentz são preponderantes, originando movimentos de vórtices muito mais rápidos que no caso anterior (Poole, Farach, Creswick, & Prozorov, 2007).

Como referido na Secção 2.1.4.1, um fluxóide num supercondutor com uma corrente de transporte de densidade \mathbf{J} sofre uma força de Lorentz por unidade de comprimento do mesmo, \mathbf{f}_L , dada por

$$\mathbf{f}_L = \mathbf{J} \times \Phi_0 \quad (2.67)$$

onde Φ_0 é o vector cujo módulo é o valor de um fluxóide e o sentido é o da densidade de fluxo. Se esta força for superior à de ancoramento, então os vórtices são desancorados, assistindo-se a um movimento colectivo destes. Devido à sua velocidade, \mathbf{v} , é induzido um campo eléctrico, \mathbf{E} , dado por

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} \quad (2.68)$$

Em regime estacionário, o movimento dos vórtices é regido por (Sengupta & Shi, 1995)

$$\mathbf{f}_L + \mathbf{f}_M + \mathbf{f}_v + \mathbf{f}_a = \mathbf{0} \quad (2.69)$$

onde \mathbf{f}_M é a força de Magnus, \mathbf{f}_v é a força de atrito e \mathbf{f}_a uma força que representa o atrito sofrido pelos vórtices devido aos centros de ancoramento. A força de Magnus, que corresponde à força que é exercida num objecto em rotação num meio fluido, é dada, para o caso de fluxóides em movimento, por (Huebener, 2001)

$$\mathbf{f}_M = -f n_s e (\mathbf{v} \times \Phi_0) \quad (2.70)$$

sendo $f \ll 1$ um termo que indica a fracção da força de Magnus que é aplicada, n_s a densidade de pares de Cooper e e a carga do electrão. Como se conclui da expressão anterior, a força de Magnus tem sentido paralelo à densidade de corrente de transporte, ou seja, é perpendicular à força de Lorentz.

Por outro lado, a força de atrito é dada por (Sengupta & Shi, 1995)

$$\mathbf{f}_v = -\eta \mathbf{v} \quad (2.71)$$

em que η representa a viscosidade do meio e inclui todas as forças dissipativas.

Finalmente, \mathbf{f}_a é uma força que se opõe à velocidade \mathbf{v} , e que se verifica experimentalmente ser da ordem de $\Phi_0 J_C$ (Sengupta & Shi, 1995).

Em suma, a existência de forças de Lorentz (ou temperaturas) suficientemente elevadas leva ao desancoramento conjunto dos vórtices, o que se traduz no aparecimento de uma resistência eléctrica (também designada de magnetoresistência). A relação entre campo eléctrico e densidade de corrente também pode ser expressa pela lei da potência. Em termos aproximados, dado que $E = Bv$, e tanto a densidade de fluxo como a velocidade são directamente proporcionais à densidade de corrente, é de esperar uma relação quadrática entre E e J , isto é, $n = 2$ (Elschner, Breuer, Wolf, Noe, Cowey, & Bock, 2001).

2.2.4.4 Característica Isotérmica de um Supercondutor

As características isotérmicas dos materiais permitem confirmar a lei da potência e avaliar o valor do parâmetro n para os diferentes regimes. São geralmente difíceis de medir para densidades de corrente relativamente elevadas, devido ao aquecimento dos materiais.

Na Figura 2.45.a) apresenta-se a característica tensão/corrente de uma amostra de Bi-2212 em torno da região de fluência de fluxo. As curvas são, em primeira análise, paralelas ponto a ponto, o que configura um mesmo valor do parâmetro n , tal como já referido. Este facto é também evidente no gráfico da Figura 2.45.b), onde se representa adicionalmente a região de escoamento de fluxo, com $n \approx 2$. Nessa figura apresenta-se também a região correspondente ao estado normal, com $n = 1$.

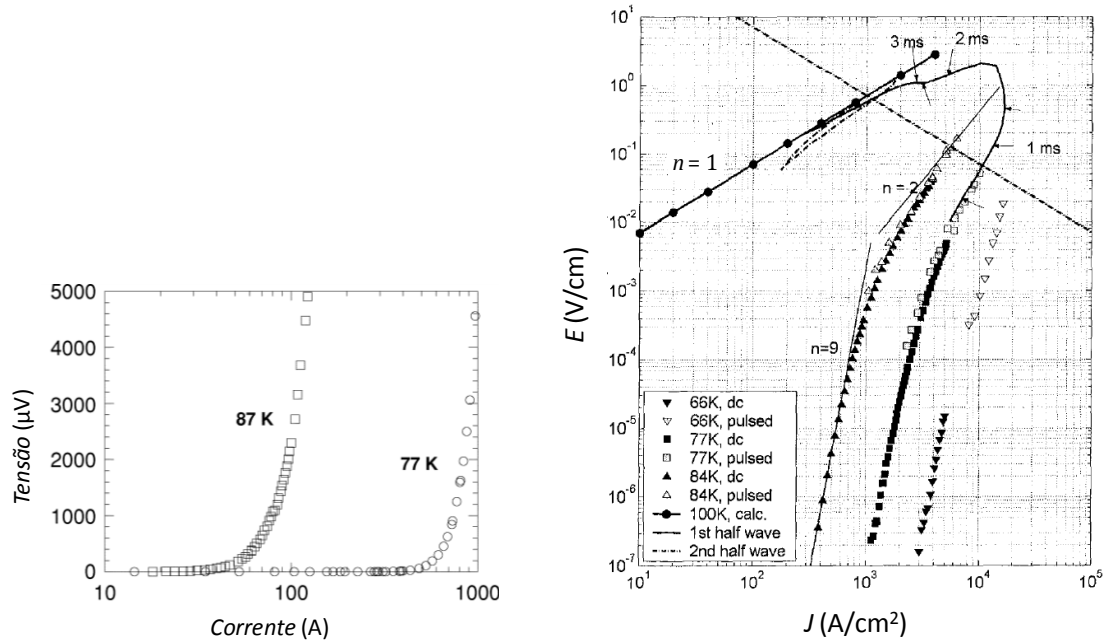
2.2.5 Conclusões

Nesta secção apresentaram-se diferentes formas de modelizar supercondutores do tipo II (nos quais se enquadram os de alta temperatura, objecto da dissertação). Foi feita uma descrição dos modelos de estado crítico, e principalmente do modelo de Bean, pela sua simplicidade e utilidade, modelo esse que considera a corrente num supercondutor em dois valores possíveis, ou nulo, ou igual ao seu valor crítico, sendo este último independente da densidade de fluxo.

Foi também apresentado o modelo pilha de areia, que permite introduzir o efeito das dimensões dos materiais no cálculo das densidades de fluxo em qualquer ponto do espaço. Este modelo apresenta boa correspondência com observações experimentais, tendo sido aplicado no âmbito da dissertação.

Finalmente, apresentou-se uma das formas actualmente mais comuns de modelizar supercondutores, que consiste na lei da potência $E - J$. Esta relaciona o campo eléctrico com a potência de ordem n da densidade de corrente no material. Foram apresentados valores para o parâmetro n encontrados na literatura correspondentes aos distintos estados do supercondutor, nomeadamente fluência de fluxo, escoamento de fluxo e estado normal. A importância deste modelo no âmbito do presente trabalho prende-se também com o facto do mesmo ser utilizado pela

aplicação de elementos finitos empregue no mesmo, o Flux2D, em que é considerado o regime de fluência de fluxo.



a) Curva tensão/corrente obtida com o método dos quatro pontos, a duas temperaturas distintas. Como seria de esperar, quanto menor a temperatura, maior a densidade de corrente crítica. Elaborado a partir de (Cha, 2003).

b) Representação logarítmica da relação campo eléctrico/densidade de corrente, sendo observáveis as regiões de fluência de fluxo ($n = 9$), escoamento de fluxo ($n = 2$) e normal ($n = 1$). Elaborado a partir de (Elschner, Breuer, Wolf, Noe, Cowey, & Bock, 2001).

Figura 2.45: Características isotérmicas de amostras de Bi-2212 a diferentes temperaturas.

2.3 Dispositivos Supercondutores para Redes Eléctricas

2.3.1 Introdução

Nesta secção apresenta-se a revisão bibliográfica sobre os principais dispositivos para redes eléctricas cuja tecnologia seja baseada em materiais supercondutores de alta temperatura.

Em primeiro lugar, examinam-se os **cabos de energia**, preconizados por muitos como a única solução viável para suprir o aumento da distribuição de energia em áreas urbanas densamente povoadas (como Tóquio ou Detroit), cuja infra-estrutura eléctrica já esteja saturada. Isto deve-se ao facto de, para uma dada potência, os cabos supercondutores serem mais compactos que os convencionais.

Continua-se com os **transformadores de potência**, em que uma das vantagens apontadas é o facto de poderem operar em sobrecarga, embora com pior rendimento, mas sem degradação das propriedades mecânicas dos isolantes, factor determinante no tempo de vida útil dos dispositivos convencionais. Neste ponto também se faz menção aos transformadores para tracção eléctrica, potencialmente mais leves e compactos.

Finalmente, passa-se aos dispositivos baseados em armazenamento de energia, os **volantes de inércia (flywheels) com chumaceiras supercondutoras** e os **electromagnetos supercondutores (SMES)**. Estes são categorizados, respectivamente, em dispositivos de energia e dispositivos de potência. Os volantes de inércia são designados dispositivos de energia, em virtude de apresentarem maior capacidade de armazenamento de energia, que pode ser entregue à rede durante mais tempo que os SMES, mas a uma taxa inferior. Por outro lado, os SMES são considerados dispositivos de potência, dado conseguirem fornecer uma potência superior aos volantes de inércia, embora num intervalo de tempo muito mais reduzido. As aplicações de ambos são, por consequência, distintas.

Em cada ponto desta secção apresenta-se o princípio de funcionamento dos dispositivos e a função dos materiais supercondutores nos mesmos, as vantagens e desvantagens face às abordagens convencionais, quando existirem, e a descrição dos principais projectos encontrados na literatura.

2.3.2 Cabos de Energia

2.3.2.1. Introdução

O desenvolvimento de cabos de energia supercondutores, apesar dos problemas técnicos que levanta, como a necessidade de refrigeração em distâncias incomparavelmente maiores, face às restantes aplicações com estes materiais, é motivado essencialmente pelo desiderato das empresas concessionárias de transportar ou distribuir energia sem perdas. Além disso, os cabos supercondutores podem transportar correntes mais elevadas que os cabos convencionais de secção equivalente, pelo que se pode transmitir mais potência numa dada conduta.

O transporte de energia é realizado em alta tensão (centenas de quilovolt) e baixa corrente (quiloampere) de forma a minimizar as perdas nas linhas. Isto obriga à existência de subestações no sistema eléctrico, para fazer a transformação entre os vários níveis de tensão. Este é o paradigma do transporte em AC. Contudo, também existem aplicações de transporte em DC, geralmente em muito alta tensão. É o caso dos cabos de energia submarinos (Paiva, 2005) e do transporte a longas distâncias, da ordem das centenas de quilómetro¹⁸, como por exemplo na barragem das Três Gargantas, na China, com duas linhas DC de 500 kV, uma com capacidade de 7200 MW e outra com 3000 MW¹⁹. O transporte em DC apresenta algumas vantagens face ao AC, como maior potência por condutor e menores perdas, para a mesma secção e nível de isolamento, ou a possibilidade de retorno da corrente pela terra (Paiva, 2005).

Do mesmo modo que no caso convencional, também o transporte de energia em cabos supercondutores é preconizado quer em AC, quer em DC, embora neste último as motivações tenham génese diferente das apresentadas. De facto, os supercondutores não apresentam perdas em DC, o que permite níveis de corrente mais elevados que em AC. Mesmo no último caso, é previsível que se possa fazer transporte em tensões mais reduzidas e correntes mais elevadas, o que permitiria dispensar os transformadores das subestações (Gerhold, 1998). Este aspecto será detalhado mais à frente.

Os cabos de energia supercondutores encontram também potenciais aplicações ao nível da distribuição, com particular interesse em zonas urbanas densamente povoadas e no limite da capacidade dos condutores, em que poderão ser utilizados nas renovações das linhas em condutas já

¹⁸ Estas aplicações prendem-se com razões económicas, motivadas pela necessidade de conversores AC/DC. De acordo com a referência (Hassenzahl, Hazelton, Johnson, Komarek, & Reis, 2004), a distância a partir da qual se equilibram os custos dos conversores com a redução dos custos das linhas – dois condutores ao invés de três – é de 500 km para linhas aéreas e 50 km para linhas submarinas.

¹⁹ Informação retirada de <http://www.power-technology.com/projects/gorges/>.

existentes (Gerhold, 1998). Como já se referiu, uma das vantagens dos cabos supercondutores face aos convencionais, de cobre ou alumínio, é o facto de serem mais compactos.

Os componentes principais de um sistema empregando cabos de energia supercondutores são (Gerhold, 1998):

- **Cabo de energia**, englobando a alma supercondutora, dieléctricos e blindagem. As arquitecturas de cabos com supercondutores de alta temperatura são, por norma, coaxiais, embora se encontrem na literatura cabos com dois núcleos monopolares.
- **Envolvente criogénica**, responsável por minimizar a transmissão de calor para o cabo arrefecido.
- **Terminações**, através das quais se faz a união entre o cabo arrefecido e o sistema de energia exterior, ou seja, entre as temperaturas criogénica e ambiente.
- **Circuito criogénico**, responsável pela remoção de calor do sistema e por manter o caudal de fluido criogénico ao longo do cabo, em canais adequados.

De seguida faz-se referência apenas aos cabos de energia, não se detalhando os restantes componentes, para o qual se remete para a referência (Gerhold, 1998), pese embora o facto de esta ser mais focada em cabos com supercondutores de baixa temperatura. De qualquer forma, os conceitos mantêm-se para os cabos com supercondutores de alta temperatura.

2.3.2.2. *Cabos de Energia Supercondutores*

Os cabos de energia fabricados em fita Bi-2232, os mais comuns dentro dos de alta temperatura, apresentam uma estrutura helicoidal, tal como representado na Figura 2.46, dado ser esta estrutura preferível relativamente ao caso em que as fitas se dispusessem longitudinalmente ao longo do cabo, devido à contracção resultante da diminuição de temperatura. O arrefecimento do cabo implica uma compressão dos seus elementos constituintes, as fitas Bi-2223. Considerando que o comprimento do cabo se mantém constante, tal como pretendido, então o passo da hélice, p , também se manterá constante. Cada fita contrai-se ao longo do seu comprimento, l , por uma quantidade

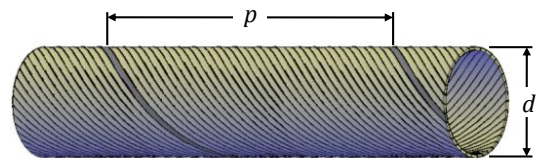
$$\Delta l = \alpha l \quad (2.72)$$

onde α é o coeficiente de expansão linear do material, que, no caso do Bi-2223, é de cerca de $11,7 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, no intervalo 320 a 720 K (Abell & Button, 2003). A contracção longitudinal das fitas leva a uma contracção radial do cabo dada por (Gerhold, 1998)

$$\frac{\Delta d}{d} = \alpha \left(1 + \frac{p^2}{(\pi d)^2} \right) \quad (2.73)$$

onde d é o diâmetro do cabo e Δd o valor absoluto da sua contração. O espaçamento total das fitas deve ser aproximadamente $\pi\Delta d$, de modo a que este desapareça à temperatura de operação, formando-se um condutor com uma superfície suave (Gerhold, 1998).

Figura 2.46: Estrutura helicoidal das fitas Bi-2223 num cabo de energia supercondutor, em que p é o passo da hélice e d o diâmetro do cabo.



Cabos para corrente alternada

Os cabos supercondutores AC podem ter as seguintes arquitecturas (Politano, Sjöström, Schnyder, & Rhyner, 2001), (Hassenzahl, Hazelton, Johnson, Komarek, & Reis, 2004):

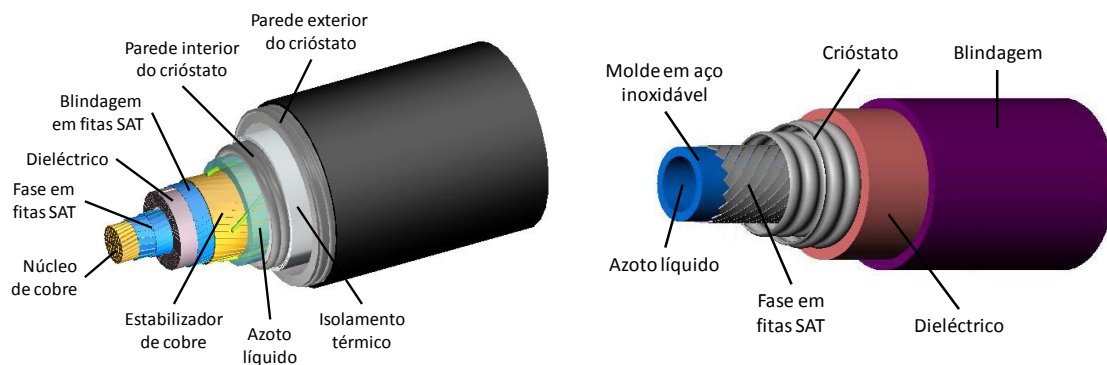
- Cabo monofásico, podendo apresentar dielétrico quente ou frio, como representado na Figura 2.47:
 - Dielétrico frio: existe uma camada de fitas Bi-2223 correspondente à linha, e uma camada mais externa, também em Bi-2223, onde são induzidas correntes que cancelam o campo magnético produzido pela linha, ou por onde se fecham as correntes. Estas camadas estão separadas por um dielétrico, também arrefecido por azoto líquido, daí a designação de dielétrico frio. É de referir que o azoto líquido tem função não só de arrefecimento mas também de dielétrico. O cabo apresenta menos perdas AC nas fitas do que se não tivesse a blindagem SAT, dado que são canceladas as componentes perpendiculares da densidade de fluxo (Jones, 2008).
 - Dielétrico quente: há apenas uma linha em Bi-2223, sem camada de blindagem supercondutora, antes convencional, pelo que o dielétrico não está em contacto com o azoto líquido. Neste caso, há maior campo de dispersão. Também há mais perdas que no caso do dielétrico frio, devido a correntes induzidas nas partes metálicas.
- Cabo trifásico, composto por três núcleos monofásicos, numa das topologias anteriores, com três crióstatos ou com um crióstato comum. Um cabo destes está representado na Figura 2.48.
- Cabo com três fases concêntricas, ou triaxial, designado na literatura por “triax” (Willén, Matheus, Lindsay, & Gouge, 2005). Esta arquitectura permite utilizar menos material

supercondutor que a anterior, e está representada na Figura 2.49. O neutro pode ser em cobre, dado que a corrente é relativamente reduzida.

Os cabos apresentam em regra condutores de cobre em contacto com os supercondutores, cuja função é transportar a corrente do cabo por curtos períodos, no caso de falhas, impedindo que a temperatura aumente significativamente (Hassenzahl, Eckroad, Grant, Gregory, & Nilsson, 2009). Para limitar as perdas por correntes de Foucault, estes condutores em cobre são colocados em regiões onde o campo magnético é mais reduzido, isto é, no interior da camada de linha, ou fora da blindagem ou neutro.

Cabos para corrente contínua

A motivação para a utilização de cabos DC assenta na ausência de perdas. Desta forma, e ao contrário do transporte em DC convencional, podem, como já referido, utilizar-se níveis de tensão mais baixos. As vantagens obtidas são a eliminação ou redução de transformadores nas subestações onde se localizam os conversores AC/DC e a redução na dimensão e espessura dos isoladores utilizados (Hassenzahl, Hazelton, Johnson, Komarek, & Reis, 2004). Adicionalmente, são menores as necessidade de refrigeração ao longo da linha, comparativamente com os cabos AC (Gerhold, 1998), por ausência de aquecimento por efeito de Joule.



a) Cabo com dielétrico frio. Adaptado de (Maguire, Allais, Yuan, Schmidt, Hamber, & Welsh, 2006).

b) Cabo com dielétrico quente. Adaptado do sítio da empresa Ultera (<http://www.ultera.net/>).

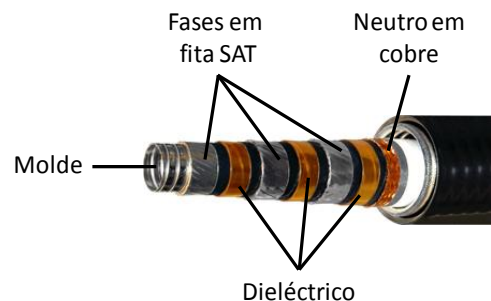
Figura 2.47: Cabos supercondutores monofásicos.

Figura 2.48: Cabo trifásico da empresa Sumitomo (<http://www.sumitomoelectricusa.com/>), constituído por três núcleos monofásicos e um crióstato comum. Cada núcleo tem a sua própria blindagem, implementada por uma camada supercondutora. O cabo tem cerca de 135 mm de diâmetro.



Como visto anteriormente, nos cabos AC pode-se anular a interferência electromagnética utilizando dieléctrico frio, em que o campo magnético da linha é cancelado na camada de blindagem pelas correntes aí induzidas. Num cabo DC pode-se cancelar o campo do condutor de linha fazendo passar a corrente de retorno pela blindagem, numa linha monopolar, ou colocando dois cabos lado a lado, quer numa linha bipolar (Hirose, Masuda, Sato, & Hata, 2006), quer usando um cabo bipolar, como representado na Figura 2.50.

Figura 2.49: Cabo triaxial, ou triax, da empresa nkt cables (<http://www.nktcables.com/>). O cabo tem 150 mm de diâmetro.



Os cabos monopolares são idênticos aos AC monofásicos de dieléctrico frio. Também se podem utilizar cabos com três núcleos, sendo usados dois para as linhas e ficando um de reserva (Hirose, Masuda, Sato, & Hata, 2006).

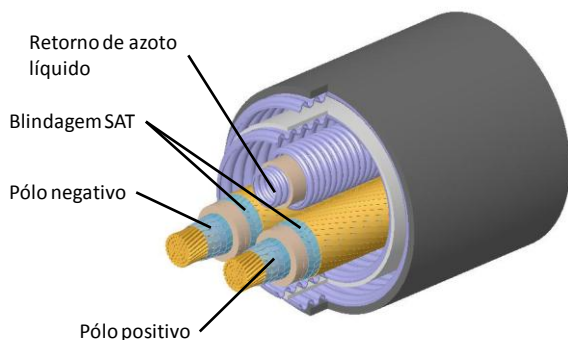


Figura 2.50: Representação por computador de um cabo supercondutor bipolar. Adaptado de (Grant, 2007).

2.3.2.3. Aplicações de Cabos Supercondutores em Redes de Energia Eléctrica

Nas Tabelas 2.7 a 2.9 apresentam-se os principais projectos de cabos supercondutores em AC encontrados na literatura. A maior parte destes projectos diz respeito a distribuição de energia eléctrica, tendo geralmente em vista a renovação de linhas em áreas densamente povoadas. De qualquer forma, encontram-se algumas aplicações visando a rede de transporte, como é o caso do projecto LIPA, em que participam as empresas American Superconductor²⁰, Nexans²¹ e a Air Liquide²² (Tabela 2.9), envolvendo uma linha de 138 kV, e que constitui a ligação supercondutora de maior comprimento encontrada na literatura, nomeadamente com 600 m.

Apesar das vantagens anteriormente referidas para o transporte em DC, apenas se encontra na literatura um projecto relevante com este tipo de opção, descrito na Tabela 2.10. Esta realidade deve-se possivelmente ao custo dos conversores AC/DC que é necessário introduzir na linha.

Na Tabela 2.11 apresenta-se uma comparação entre o transporte de energia, a uma potência de 1500 MVA, através de cabos convencionais e supercondutores, estes últimos em AC e DC, comparação essa retirada da referência (Hirose, Masuda, Sato, & Hata, 2006). Como se pode confirmar, também o transporte AC em cabos supercondutores pode ser feito em menor tensão que no caso convencional (o que se reflecte no custo de transformadores, isoladores e restante material), tal como se verifica em DC. Tendo os cabos aproximadamente o mesmo diâmetro, verifica-se que o número de cabos supercondutores (e espaço) em AC é de cerca de 44% face ao caso convencional, enquanto que em DC é de cerca de 10%. O transporte em DC também é o que apresenta menos perdas nas linhas, como seria expectável.

²⁰ <http://www.amsc.com/>

²¹ <http://www.nexans.com/>

²² <http://www.airliquide.com/>

Consórcio ou grupo	Local da instalação/ensaio	Parâmetros eléctricos	Comprimento [m]	Arquitectura	Referência
Southwire Company	Carrollton, Georgia, Estados Unidos da América	1,25 kA/12,4 kV/ 27 MVA	30	Três cabos monofásicos de dieléctrico frio	(Sinha, et al., 2001)
LS Cable Ltd.; Korea Electrotechnology Research Inst.; Korea Inst. of Machinery and Materials	Gumi, Coreia do Sul	1,26 kA/22,9 kV/ 50 MVA	30	Cabo trifásico com três núcleos e um crióstato comum	(Kim, et al., 2005), (Cho, et al., 2006)
Russian Scientific R&D Cable Inst.; IHEP	Rússia	2 kA/20 kV/ 69 MVA	30	Três cabos monofásicos de dieléctrico frio e blindagem em cobre	(Sytnikov, et al., 2009)
Technical University of Denmark; nkt Research and Innovation; nkt cables; NESAs; Copenhagen Energy; Elkraft System; DEFU	Amager, Copenhaga, Dinamarca	2 kA/30 kV/ 104 MVA	30	Três cabos monofásicos de dieléctrico quente	(Willén, et al., 2002)
Innopower Superconductor Cable Co.; Chinese Academy of Science; Vacre Technologies Co., Research Institute of Yuannan Electric Power Experiment	Kunming, China	2 kA/35 kV/ 100 MVA	33,5	Três cabos monofásicos de dieléctrico quente	(Xi, et al., 2006)
Pirelli Cables and Systems; Pirelli Cavi e Sistemi; Electric Power Research Inst.	Estados Unidos da América	2 kA /115 kV/ 230 MVA	50	Cabo monofásico de dieléctrico quente	(Nassi, Kelley, Ladié, Corsaro, Coletta, & Von Dollen, 2001)

Tabela 2.7: Lista de projectos com aplicações de cabos de energia supercondutores em regime AC. Todos os cabos são construídos com fitas Bi-2223.

Consórcio ou grupo	Local da instalação/ensaio	Parâmetros eléctricos	Comprimento [m]	Arquitectura	Referência
Korea Electric Power Co. (KEPCO) Korea Electric Power Research Inst. ; Sumitomo Electric Ind.; Korea Electrotechnology Research Inst.; Korea Basic Science Inst.	Gochang, provincial de Chonnbuk, Coreia do Sul	1,25 kA/22,9 kV/ 50 MVA	100	Cabo trifásico com três núcleos e um crióstato comum	(Sohn, et al., 2007)
Tokyo Electric Power Co.; Sumitomo Electric Ind.; Central Research Institute of Electric Power Ind.	Japão	1 kA/66 kV/ 114 MVA	100	Cabo trifásico com três núcleos e um crióstato comum	(Honjo, et al., 2000)
Pirelli Cables and Systems; Pirelli Cavi e Sistemi; DTE Energy; Electric Power Research Inst.	Subestação de Frisbie, Detroit, Estados Unidos da América	2,4 kA/24 kV/ 100 MVA ^a	120	Três cabos monofásicos de dieléctrico quente	(Kelley, et al., 2001)
Oak Ridge National Laboratory; Southwire Co.; nkt cables; American Electric Power	Columbus, Ohio, Estados Unidos da América	3 kA/13,2 kV/ 69 MVA	200	Cabo triaxial	(Demko, et al., 2007)
Sumitomo Electric Industries; SuperPower Inc.; BOC Group; National Grid USA – Projecto Albany	Albany, Nova Iorque, Estados Unidos da América	800 A/34,5 kV/ 50 MVA	350	Cabo trifásico com três núcleos e um crióstato comum	(Watanabe, et al., 2006), (Masuda, et al., 2007)

^a O projecto terminou devido a problemas com a criogenia (Jones, 2008).

Tabela 2.8: Lista de projectos com aplicações de cabos de energia supercondutores em regime AC. Todos os cabos são construídos com fitas Bi-2223 (continuação).

Consórcio ou grupo	Local da instalação/ensaio	Parâmetros eléctricos	Comprimento [m]	Arquitectura	Referência
Furukawa Electric Co.; Central Research Inst. of Electric Power Industry; Chubu Electric Power Co.; Engineering Research Association for Superconductive Generation Equipment and Materials (Super-GM) – Projecto Super-ACE	Yokosuka, Japão	1 kA/77 kV/ 77 MVA	500	Cabo monofásico de dieléctrico frio	(Takahashi, et al., 2005), (Yagi, Mukoyama, Ichikawa, Takahashi, Suzuki, & Kimura, 2006), (Mukoyama, et al., 2007)
American Superconductor; Nexans; Air Liquide – Projecto LIPA (Long Island Power Authority)	Long Island, Nova Iorque, Estados Unidos da América	2,4 kA /138 kV/ 574 MVA	600	Três cabos monofásicos de dieléctrico frio	(Maguire & Yuan, 2009)

Tabela 2.9: Lista de projectos com aplicações de cabos de energia supercondutores em regime AC. Todos os cabos são construídos com fitas Bi-2223 (continuação).

Consórcio ou grupo	Local da instalação/ensaio	Parâmetros eléctricos	Comprimento [m]	Arquitectura	Referência
Chubu University; Plasma Science and Fusion Center; Meisei University; JFE Steel Co.; Maekawa Mfg Co.; Seikei University	Japão	Por definir – valores máximos de 2,2 kA/ 20 kV/ 44 MW	20	Cabo monopolar	(Yamaguchi, et al., 2008), (Hamabe, et al., 2009)

Tabela 2.10: Projecto com aplicação de cabos de energia supercondutores em regime DC. Os cabos são construídos com fitas Bi-2223.

2.3.2.4. Conclusões

Nesta secção apresentam-se os conceitos sobre cabos supercondutores para distribuição e transporte de energia eléctrica. A grande motivação para a aplicação destes cabos, pese embora o facto de representarem a utilização de supercondutividade que implica uma necessidade de refrigeração incomparável face às restantes aplicações de energia, são as perdas reduzidas permitidas por estes materiais. Este facto tem um impacte imediato no espaço necessário para a transmissão de potência eléctrica, como apresentado na Tabela 2.11, principalmente se a mesma for realizada em DC.

Os cabos de todos os projectos referidos nesta secção são implementados com fita Bi-2223. Começa contudo a assistir-se ao aparecimento de cabos em que o supercondutor utilizado é condutor revestido a Y-123. Este é por exemplo o caso da fase II do projecto Albany (cuja primeira fase está descrita na Tabela 2.8), em que se introduz um cabo de 30 m de três núcleos em série na rede supercondutora existente. Os resultados deste projecto são descritos na referência (Yumura, et al., 2009), tendo-se verificado a manutenção da estabilidade de operação no decorrer do projecto.

	Cabo convencional	Cabo SAT AC	Cabo SAT DC
Potência (MVA)	1500	1500	1500
Tensão (kV)	275	66	130
Corrente (kA)	1	3,3	12
Tipo de cabo	XLPE ^a	Cabo com três núcleos	Cabo com três núcleos
Diâmetro do cabo (mm)	≈ 140	≈ 135	≈ 135
Número de cabos	9	4	1
Perdas nas linhas (kW/km)	740	200	20

^a Cabo com dieléctrico de polietileno.

Tabela 2.11: Comparação entre transporte de energia com cabos convencionais e supercondutores, em AC e DC. Adaptado de (Hirose, Masuda, Sato, & Hata, 2006).

2.3.3 Transformadores de Potência

2.3.3.1. Introdução

Os materiais supercondutores de alta temperatura podem ser utilizados na construção dos enrolamentos de transformadores de potência, sendo que as vantagens esperadas são normalmente reconhecidas como (Mehta, Aversa, & Walker, 1997), (McConnell, Metha, & Walker, 2000):

- Peso e dimensões reduzidas, face aos transformadores convencionais para a mesma potência: isto consegue-se graças ao aumento da densidade de corrente nos enrolamentos supercondutores, reduzindo-se assim a secção necessária para o transporte de corrente. Os transformadores SAT dispensam os dissipadores de calor, o que também contribui para esta decréscimo. A redução de peso e dimensões facilita adicionalmente a colocação em campo dos dispositivos. Na Figura 2.51 são comparadas as dimensões e massa de transformadores convencionais e supercondutores da gama dos 30 MVA.
- Menor risco para o ambiente: os transformadores convencionais usam normalmente óleo como dieléctrico e refrigerante, que, além de potencial contaminante, é inflamável. Os transformadores SAT usam azoto líquido que não apresenta essas características. Este fluido é um bom dieléctrico desde que não se formem bolhas. A tendência para a formação destas pode ser minimizada sub-arrefecendo o azoto até aos 66 K.
- Possibilidade de operação em sobrecarga: como se descreverá de seguida, o calor é prejudicial para os materiais isolantes que compõem o transformador (papel), diminuindo o seu tempo de vida útil. Desta forma os transformadores são geralmente sobredimensionados para poderem operar em sobrecarga. Como os SAT operam no máximo a 77 K este problema não se coloca, podendo mesmo funcionar ao dobro da capacidade sem redução do tempo de vida do dispositivo, embora com um rendimento mais pobre.
- Podem apresentar menor impedância interna, ou, equivalentemente, menor tensão de curto-circuito à corrente nominal, η_{cc} ²³. Esta é quantificada curto-circuitando um dos enrolamentos do transformador, e aumentando a tensão no outro até se atingir a corrente nominal, que fluirá em ambos os enrolamentos. Na Tabela 2.12 apresentam-se valores típicos de η_{cc} para transformadores convencionais de diferentes tensões e potências, verificando-se que varia entre 4 e 16%, da menor para a maior tensão e potência. O parâmetro η_{cc} determina a variação na tensão do transformador em carga, relativamente à tensão nominal, e a magnitude das correntes de curto-circuito (Karsai, Kerényi, & Kiss, 1987). Quanto menor for η_{cc} , menor será a variação da tensão no secundário numa maior gama de

²³ Contudo, como se verá posteriormente, nem sempre isto se verifica na prática.

potência, mas maior será a corrente de curto-circuito. Este último aspecto será obviado se o transformador dispuser de limitação de corrente de curto-circuito.

Na Figura 2.52 apresenta-se um transformador SAT do projecto Waukesha, de onde resultaram os demonstradores de maior potência construídos para este tipo de tecnologia.

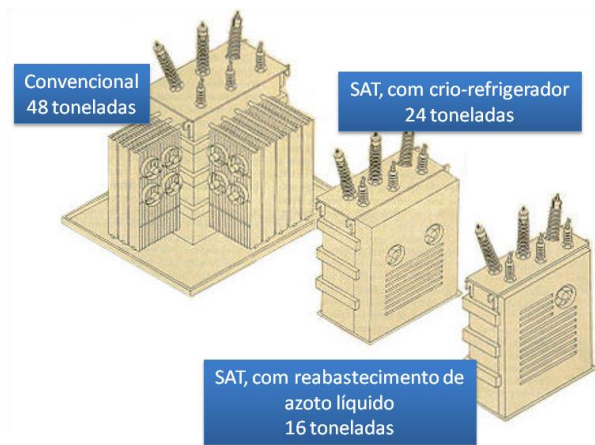


Figura 2.51: Comparação entre transformadores convencionais e supercondutores, da gama dos 30 MVA. Adaptado de (McConnell, Metha, & Walker, 2000).

Tensão [kV]	Tipo de transformação	Potência [MVA]	η_{cc} [%]
$U_{2n} < 1$	MT/BT	0,05 – 0,63	4
$U_{2n} < 1$	MT/BT	0,63 – 2,5	6
$1 < U_{2n} < 66$	MT/MT	2,5 – 25	6 – 9
$U_{2n} > 66$	AT/MT	25 – 63	10 – 16

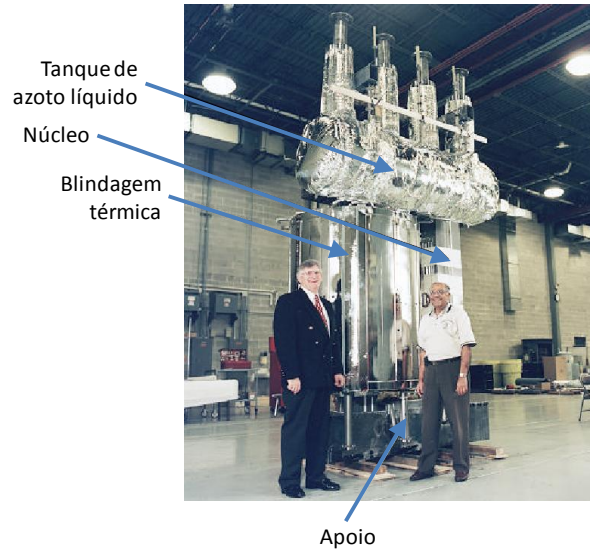
Tabela 2.12: Valores típicos de tensão de curto-circuito à corrente estipulada, η_{cc} , consoante os níveis de tensão e potência. Retirado de (Schlabach, 2008).

O tempo de vida útil de um transformador é normalmente função do estado de conservação dos seus materiais isolantes. Estes estão sujeitos a deterioração essencialmente nas suas propriedades mecânicas, e não tanto nas dieléctricas, o que leva geralmente a que o dispositivo fique mais sensível aos movimentos dos enrolamentos devido às forças electrodinâmicas geradas, podendo originar situações de curto-circuitos entre espiras (Karsai, Kerényi, & Kiss, 1987). A temperatura de serviço do transformador condiciona o tempo de vida útil do material isolante, T_v , que, de acordo com a fórmula de Montsinger aplicada à gama de temperaturas de 80 a 140 °C, é dada por (Kulkarni & Khaparde, 2004)

$$T_v = De^{-p\theta} \quad (2.74)$$

onde D é uma constante expressa em anos, p é uma constante expressa em $^{\circ}\text{C}^{-1}$ e θ é a temperatura em $^{\circ}\text{C}$.

Figura 2.52: Transformador monofásico de 1 MVA do projecto Waukehsa. Adaptado de (Schwenterly, Mehta, Walker, & Jones, 2002).



É um dado empírico conhecido que um aumento de 6°C face à temperatura nominal de um transformador leva a uma redução de T_v para metade do seu valor a essa temperatura (Karsai, Kerényi, & Kiss, 1987), (Kulkarni & Khaparde, 2004). Desta forma, pode obter-se a constante p por

$$\frac{T_v}{T_v/2} = \frac{De^{-p\theta}}{De^{-p(\theta+6)}} \Rightarrow p = 0,115525^{\circ}\text{C}^{-1} \quad (2.75)$$

Assim, a redução relativa no tempo de vida útil de um transformador, r_v , quando sujeito a uma variação de temperatura, $\Delta\theta$, face à sua temperatura nominal, θ_n , é dada por

$$r_v = \frac{De^{-p\theta_n}}{De^{-p(\theta_n+\Delta\theta)}} = e^{p\Delta\theta} = e^{0,115525 \cdot \Delta\theta} \quad (2.76)$$

Como exemplo, se um transformador operar 20°C acima da sua temperatura nominal de serviço durante 100 horas, verá o seu tempo de vida útil reduzido em $100 \times r_v = 1008$ horas, isto é, cerca de 10 horas por cada uma em que o transformador está em sobrecarga. Desta forma, torna-se evidente a problemática das temperaturas elevadas (devido a sobrecargas) nos transformadores convencionais.

Um transformador de potência supercondutor inclui os seguintes elementos constituintes:

- **Enrolamentos supercondutores**, que constituem o primário e o secundário do transformador. Nos transformadores para tracção eléctrica assiste-se à utilização de mais que um enrolamento secundário (Schlosser, Schmidt, Leghissa, & Meinert, 2003) e mesmo de enrolamentos terciários (Kamijo, et al., 2006).
- **Núcleo ferromagnético**, em tudo idêntico ao núcleo de um transformador convencional. O núcleo pode estar também refrigerado, caso em que se diz de núcleo frio, ou permanecer à temperatura ambiente, caso em que se diz de núcleo quente. Devido às perdas no ferro, e à energia gasta pelo sistema de criogenia para as remover, os transformadores supercondutores de potência são, em regra, de núcleo quente.
- **Sistema de criogenia**, que inclui o crióstato e o refrigerador. O crióstato pode envolver apenas os enrolamentos – núcleo quente – ou todo o circuito magnético – núcleo frio, o que se traduz numa maior ou menor complexidade do desenho do dispositivo.

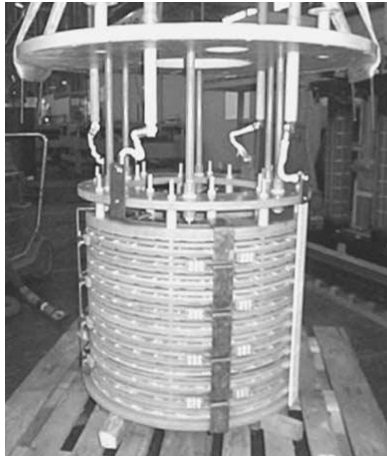
De seguida serão detalhados estes componentes, com excepção do sistema de criogenia, que não pertence à esfera da presente dissertação.

2.3.3.2. Enrolamentos Supercondutores

Existem diversas formas de implementação dos enrolamentos supercondutores dos transformadores encontrados na literatura, nomeadamente em solenóide, em panqueca simples ou dupla, ou utilizando condutores transpostos, formando os chamados cabos de Roebel. Por os primeiros serem mais comuns, e já terem sido descritos noutras aplicações, referem-se de seguida apenas os cabos de Roebel. Na Figura 2.53 apresentam-se alguns exemplos de enrolamentos supercondutores em transformadores.

Cabos de Roebel

Os cabos ou barras de Roebel são utilizados em máquinas eléctricas convencionais quando se pretende limitar o efeito pelicular (Pyrhönen, Jokinen, & Hrabovcová, 2008). Os condutores que compõem o cabo são isolados entre si, ligados em paralelo e transpostos continuamente, de modo a eliminar as correntes de Foucault responsáveis por esse fenómeno. A utilização de cabos Roebel supercondutores, por exemplo em fita Bi-2223, prende-se não só com o desiderato de uniformização da densidade de corrente em todos os condutores do cabo, e consequente diminuição de perdas AC, mas também com a necessidade de aumentar a corrente de operação para além da suportada por fitas individuais (Hussennether, Oomen, Leghissa, & Neumüller, 2004).



a) Transformador monofásico de 1 MVA com enrolamentos em panqueca dupla. Retirado de (Kim, et al., 2005).

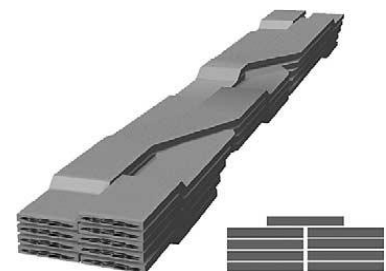


b) Transformador de 2 MVA com enrolamentos em cabo Roebel. Retirado de (Bohno, et al., 2005).

Figura 2.53: Aspecto dos enrolamentos em transformadores supercondutores.

Na Figura 2.54 apresenta-se a configuração de um cabo Roebel em fita Bi-2223. Encontram-se essencialmente na literatura cabos de Roebel feitos a partir de fitas Bi-2223 (Funaki K. , et al., 1998), (Hussennether, Oomen, Leghissa, & Neumüller, 2004), (Bohno, et al., 2005), embora se comece a assistir a uma evolução para estes cabos com condutores revestidos a Y-123, ver por exemplo (Goldacker, et al., 2006) ou (Long, et al., 2008). Apesar de tudo, verifica-se um decréscimo na corrente crítica do cabo, que resulta menor que o produto do número de fitas pela corrente crítica das mesmas (Hussennether, Oomen, Leghissa, & Neumüller, 2004). Tal deve-se ao efeito das componentes da densidade de fluxo de, e em, fitas adjacentes.

Figura 2.54: Representação por computador de um cabo Roebel composto por nove fitas Bi-2223. Retirado de (Hussennether, Oomen, Leghissa, & Neumüller, 2004).



2.3.3.3. Núcleo Ferromagnético

Como referido anteriormente, o núcleo ferromagnético de um transformador de potência supercondutor é em tudo idêntico ao de um dispositivo convencional. A questão que normalmente se levanta é a possibilidade de incluir o núcleo na criogenia ou o manter à temperatura ambiente. A

escolha é uma solução de compromisso, normalmente ditada pela potência do transformador. Quanto mais baixa for a temperatura de operação do núcleo, maior será a potência necessária à criogenia para remover as perdas, que podem ser das dezenas de quilowatt, num transformador de potência (Mehta, Aversa, & Walker, 1997). Por cada watt de perdas, é necessária uma potência de refrigeração cerca de vinte vezes superior, se a temperatura de operação for de 77 K, valor esse que sobe para cem vezes, se a temperatura for de 20 K (Mehta, Aversa, & Walker, 1997). Assim, à partida, é preferível manter o núcleo à temperatura ambiente, desenho que se designa de núcleo quente. Contudo, para potências mais baixas, tipicamente inferiores 10 kVA, de acordo com a revisão da literatura, a perspectiva de aumento da complexidade da configuração do crióstato leva a que por vezes se opte por refrigerar também o núcleo, desenho conhecido por núcleo frio. A única excepção é o transformador para tracção eléctrica de 1 MVA da Siemens, cuja implementação de núcleo quente se deve à opção de evitar o aumento de complexidade referido, traduzido em custos de implementação, e do resultado final ser um dispositivo mais compacto (Schlosser, Schmidt, Leghissa, & Meinert, 2003). Este transformador está representado na Figura 2.55.

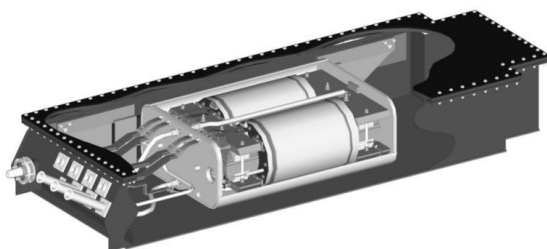


Figura 2.55: Representação por computador do transformador para tracção eléctrica de 1 MVA da Siemens. Note-se que o transformador está na horizontal, numa estrutura plana, destinada a ser incluído num comboio. Retirado de (Schlosser, Schmidt, Leghissa, & Meinert, 2003).

Schmidt, Leghissa, & Meinert, 2003).

Núcleos formados por ligas metálicas amorfas

Apesar de os transformadores serem dispositivos com um rendimento elevado, tipicamente da ordem de 99%, pela sua abundância são os principais causadores de perdas nos sistemas de energia, representando, nos Estados Unidos da América, um custo estimado anual de cerca de \$1.500 milhões (DeCristofaro, 1998). Surge assim uma das principais motivações para a utilização de metais amorfos nos núcleos dos transformadores, dado que estes podem apresentar perdas 70 (Chen, et al., 2003) a 75% (DeCristofaro, 1998) inferiores às dos aços silícios convencionais de grão orientado. As ligas metálicas convencionais caracterizam-se por apresentarem estruturas cristalinas em que os átomos individuais estão arrançados de forma ordenada no espaço, com padrões que se repetem. Nos metais

amorfo²⁴, por seu lado, os átomos estão arranjados em configurações desordenadas e aleatórias, característica que está habitualmente associada aos sistemas não metálicos (DeCristofaro, 1998). Contudo, apresentam o mesmo tipo de características magnéticas dos metais com estrutura cristalina (NG, Hasegawa, Lee, & Lowdermilk, 1991). Para se formar uma liga amorfa, injecta-se o metal no estado líquido, de forma contínua, numa superfície em movimento célere. Se a taxa de arrefecimento for suficientemente rápida, tipicamente da ordem de 10^5 (DeCristofaro, 1998) a 10^6 K/s (NG, Hasegawa, Lee, & Lowdermilk, 1991), impede-se a cristalização do metal²⁵. Para que se consiga remover rapidamente o calor do material, uma das dimensões tem que ser relativamente pequena, tipicamente inferior a 100 μm (NG, Hasegawa, Lee, & Lowdermilk, 1991). O metal amorfo mais utilizado em aplicações de potência é o $\text{Fe}_{80}\text{B}_{11}\text{Si}_9$, pois embora tenha uma densidade de fluxo de saturação menor que as ligas $\text{Fe}_{86}\text{B}_8\text{C}_6$ ou $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$, na realidade, cerca de 20% abaixo da do ferro, pois este compõe 80% da liga²⁶ (NG, Hasegawa, Lee, & Lowdermilk, 1991), é um material termicamente mais estável, isto é, com maior temperatura de Curie (DeCristofaro, 1998). Este revela-se um parâmetro crítico, pois a instabilidade térmica pode limitar a produção e utilização destes metais. De facto, estas ligas necessitam de passar por uma fase de recozimento, não só para atingirem as máximas potencialidades em termos de minimização de perdas e potência de excitação, como para reduzirem a anisotropia magnética (NG, Hasegawa, Lee, & Lowdermilk, 1991), e uma temperatura de Curie mais baixa pode levar a que cristalizem total ou parcialmente nesta fase (DeCristofaro, 1998).

Podem então enunciar-se as principais vantagens dos metais amorfos relativamente aos cristalinos (NG, Hasegawa, Lee, & Lowdermilk, 1991), (DeCristofaro, 1998), (Silva, Vasconcelos, Ragone, & Pinto, 2001), (Chen, et al., 2003):

- Menores perdas no ferro: estas diminuem em virtude do ciclo de histerese ser mais estreito, ver Figura 2.56, o que reduz as perdas magnéticas. Outra contribuição surge do facto da resistividade dos metais amorfos, em virtude da sua estrutura desordenada, ser cerca de duas a três vezes maior que a dos cristalinos. Além disso, como as chapas das ligas amorfas são mais finas, diminuem assim as perdas por correntes de Foucault. A redução de perdas no ferro pode atingir os 70%, face às dos materiais cristalinos.

²⁴ A composição química típica destes materiais é $M_aY_bZ_c$, com $a \in [60; 90]$, $b \in [10; 30]$, $c \in [0,1; 15]$ e $a + b + c = 100$. Nessa fórmula, M representa um ou mais metais do grupo Fe, Ni, Co, V e Cr, Y um elemento não metálico do grupo P, B ou C, e Z um elemento do grupo Al, Si, Sn, Ge, In, Sb ou Be (Chen & Polk, 1989).

²⁵ Nos metais, a velocidade de cristalização é muito rápida, obrigando a elevadas taxas de arrefecimento, para impedir esse processo. Desta forma, os átomos ficam “congelados” na posição em que se encontram no líquido.

²⁶ Em bom rigor, a densidade de fluxo ainda é mais reduzida, devido à presença de silício na liga. Contudo, este contribui para o aumento da temperatura de Curie (NG, Hasegawa, Lee, & Lowdermilk, 1991).

- Menor potência de excitação, isto é, a potência necessária para manter um determinado valor de densidade de fluxo. A redução pode variar entre 60 a 70%.

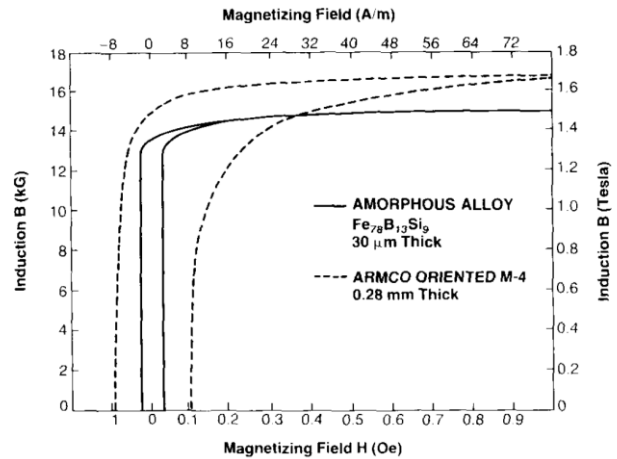
Contudo, os metais amorfos também apresentam importantes desvantagens face aos cristalinos, daí a sua não utilização massiva, nomeadamente:

- Menor densidade de fluxo de saturação, tal como ilustrado na Figura 2.56. Como referido, esta facto está relacionado com a menor quantidade de ferro, adicionado à eventual presença de silício. Enquanto num material de grão orientado a saturação pode chegar aos 2 T, num amorfo não passa de 1,75 T ($\text{Fe}_{86}\text{B}_8\text{C}_6$), embora o mais comum seja 1,59 T ($\text{Fe}_{80}\text{B}_{11}\text{Si}_9$).
- Maior dificuldade de manufactura, em virtude da sua elevada dureza, cerca de quatro a cinco vezes mais elevada que a dos cristalinos.
- Factor de empacotamento menor, em virtude da necessidade de utilizar mais lâminas, e destas terem uma superfície rugosa, devido ao método de produção dos metais. Tipicamente, este factor é de 80%, face a 95% no caso convencional.

Os pontos referidos reflectem-se nas características físicas dos transformadores com metais amorfos da seguinte forma:

- Maior volume, tipicamente por um factor de 15%, em virtude do maior factor de empacotamento.
- Maior secção recta, pois como a saturação é menor, é necessário aumentar a secção para se alcançar a mesma quantidade de fluxo magnético. Tipicamente, o incremento será de cerca de 20%.
- Em virtude dos pontos anteriores, aumenta a massa dos transformadores, tipicamente por um factor de 15%.
- Formato ou forma de manufactura não convencional, em virtude da maior dureza do material. As ferramentas convencionais sofrem assim um desgaste que pode ser mil vezes mais rápida. Isto obriga a que, por exemplo, as chapas tenham que formar uma superfície fechada, ao invés de serem abertas por travessas, tendo os enrolamentos que ser bobinados com o núcleo montado, o que não se passa nos dispositivos convencionais. Nestes, os enrolamentos são bobinados à parte e montados posteriormente nas colunas. Para uma revisão de alternativas de desenhos, ver (NG, Hasegawa, Lee, & Lowdermilk, 1991).
- Pelas razões anteriores, o custo dos transformadores amorfos é superior ao dos convencionais.

Figura 2.56: Comparação dos ciclos de histerese de ligas metálicas, uma amorfa ($\text{Fe}_{78}\text{B}_{13}\text{Si}_9$) e outra cristalina (ARMCO ORIENTED M-4). É evidente que o ciclo da liga amorfa é mais estreito, levando a menores perdas magnéticas que as da liga cristalina. Também é visível a menor densidade de fluxo de saturação da liga amorfa. Retirado de (Hasegawa, 1984).



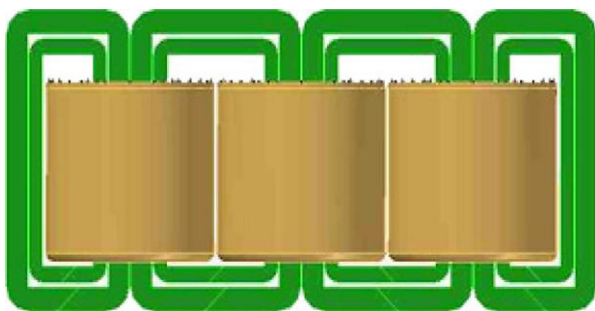
Face ao exposto, a principal vantagem dos núcleos amorfos será a redução de perdas no ferro, que, eventualmente em transformadores de menor potência, poderá permitir a utilização de núcleos frios, reduzindo a complexidade dos criostatos e a dispersão.

O maior protótipo encontrado na literatura utilizando um núcleo amorfo corresponde a um transformador de 630 kVA, representado na Figura 2.57. Este transformador, tal como referido anteriormente, apresenta um desenho alternativo do núcleo face aos desenhos convencionais, que se encontra ilustrado na Figura 2.58 e se designa por tipologia cruciforme.

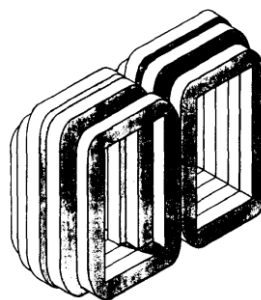
Figura 2.57: Transformador trifásico de núcleo amorfo e uma potência de 630 kVA. Retirado de (Wang, et al., 2007).



Este transformador supercondutor, o maior do mundo com núcleo amorfo segundo os seus autores, foi ligado em 2005 à rede eléctrica da cidade de Changji, na China (Wang, et al., 2009), tendo funcionado de forma estável, embora não se encontre na literatura menção à duração dos testes.



a) Representação esquemática do núcleo, com cinco colunas. Retirado de (Wang, et al., 2007).



b) Núcleo cruciforme. Retirado de (NG, Hasegawa, Lee, & Lowdermilk, 1991).

Figura 2.58: Núcleo amorfo do transformador de 630 kVA. É um desenho do tipo cruciforme, cuja unidade elementar se representa em b).

2.3.3.4. Aplicações de Transformadores de Potência em Redes de Energia Eléctrica e em Tracção Eléctrica

Os transformadores de potência empregando supercondutores encontrados na literatura respeitam essencialmente a dois tipos de aplicações: redes de energia eléctrica e tracção eléctrica. Um dos projectos mais emblemáticos da aplicação em redes de energia é o transformador de 630 kVA fabricado pela empresa ABB, que operou durante um ano na rede Suíça de Genebra (Zueger, 1998). Este transformador, representado na Figura 2.59, foi instalado em paralelo com um outro dispositivo de 1 MVA. Nas Tabelas 2.12 a 2.14 encontram-se descritos os principais projectos com transformadores para redes eléctricas referidos na literatura, para potências superiores a 10 kVA.

Encontram-se também descritos na literatura essencialmente dois projectos de transformadores supercondutores para aplicações em tracção eléctrica, em que se pretende tirar partido da redução de peso e volume conseguidos. Um dos projectos, da empresa Siemens, refere uma redução de peso e volume de aproximadamente 45% face a transformadores convencionais (Schlosser, Schmidt, Leghissa, & Meinert, 2003). A Tabela 2.16 descreve os dois projectos mencionados, ilustrando-se na Figura 2.59 um destes transformadores.

2.3.3.5. Conclusões

Apesar de uma das vantagens referidas no início desta secção ser o facto dos transformadores supercondutores poderem apresentar menor tensão de curto-circuito à corrente estipulada, η_{cc} , em comparação com transformadores convencionais da mesma potência, isto nem sempre acontece, principalmente quando em presença de núcleo quente, tal como se verifica nas tabelas anteriores. Neste caso, pelo facto de existirem as paredes do crióstato entre os enrolamentos e o núcleo

propriamente dito, aumenta-se a dispersão, o que pode levar a uma impedância de curto-circuito maior que a de um transformador convencional.

Nas tabelas da secção anterior, o cálculo do rendimento foi feito tomando em consideração uma penalização para a criogenia, devido ao facto deste valor, quando apresentado, ser para transformadores a operarem em azoto líquido. Contudo, é de esperar que esta penalização seja subestimada, já que no caso do transformador da ABB (Zueger, 1998), que passou por um ano de operação real em campo, o consumo de azoto líquido foi 30% superior ao esperado, devido a perdas no reenchimento do crióstato, segundo os autores. É assim de esperar que o rendimento dos transformadores supercondutores seja afectado, por esta razão, o que aconselha a utilização de sistemas de criogenia em circuito fechado.



a) Transformador da empresa ABB, em operação na rede SIG (*Services Industriels de Genève*) em Genebra, Suíça. Retirado de (Zueger, 1998).



b) Transformador para tracção eléctrica desenvolvido por um consórcio Japonês. Retirado de (Kamijo, et al., 2006).

Figura 2.59: Transformadores supercondutores para distintas aplicações.

Nos transformadores supercondutores encontrados na bibliografia o rendimento situa-se em torno de 99% (com excepção dos transformadores de tracção), valor semelhante ou inferior ao dos convencionais. Além disso, o rendimento do transformador com núcleo amorfo revela-se, dentro dos dados disponíveis, o mais pobre. Assim, uma das grandes vantagens dos transformadores supercondutores afigura-se, tal como ilustrado na Figura 2.51, na redução de volume e peso, pelo menos para as potências maiores. Outras vantagens inequívocas são, tal como já referido, a possibilidade de operarem em sobrecarga sem acelerar o desgaste dos isolantes, ou o

aproveitamento dos enrolamentos para fornecer, ao mesmo tempo, limitação de corrente em caso de sobrecarga.

Consórcio ou grupo	País	Tipo	SAT	Potência nominal [kVA]	U_{1n}/U_{2n} [kV]	I_{1n}/I_{2n} [A]	η [%]	η_{cc} [%]	T [K]	Referência
Seconda Università di Napoli; Università degli studi di Cassino; Consorzio Ricerche Innovative per il Sud	Itália	Monofásico com primário em cobre e núcleo frio	Fita Bi-2223	10	1/0,231	10/43,3	-	-	77	(Formisano, et al., 2006)
Soonchunhyang Univ.; Woosuk University; Korea Polytech. University; Chonnam Nat. University; Seoul Nat. University	Coreia do Sul	Monofásico	Panquecas duplas de Bi-2223	10	0,440/0,220	22,7/45,4	-	10,7	77	(Lee, Cha, Lee, Choi, Ryu, & Hahn, 2001)
Soonchunhyang Univ.; Woosuk Univ.; Korea Polytechnic University; Chonnam Nat. University; Seoul Nat. University	Coreia do Sul	Trifásico Y/ Δ	Panquecas duplas de Bi-2223	10	0,440/0,220	13,1/26,2	-	-	77	(Lee, et al., 2002)
Institute of Electrical Eng.; Tebian Electric Apparatus Stock Co.	China	Monofásico	Primário solenoidal, secundário com panquecas duplas, ambos em fita Bi-2223	45	2,4/0,16	18,75/281,25	-	2,46	77	(Wang, et al., 2006)

Tabela 2.13: Lista de projectos de transformadores de potência supercondutores para aplicação em redes eléctricas, com potências da ordem de kVA. Quando não especificado, os transformadores são de núcleo quente.

Consórcio ou grupo	País	Tipo	SAT	Potência nominal [kVA]	U_{1n}/U_{2n} [kV]	I_{1n}/I_{2n} [A]	η [%]	η_{cc} [%]	T [K]	Referência
Siemens AG	Alemanha	Monofásico com núcleo frio	Fita Bi-2223; primário em panela, secundário solenoidal	100	5,6/1,1	18/92	-	-	77	(Kummeth, et al., 2000)
Kyushu University; Ariake Nat. College of Tech.; Fuji Electric Co.; Sumitomo Electric Ind.	Japão	Monofásico	Cabo Roebel em fita Bi-2223	500 (800)	6,6/3,3	76/152 (121/242)	99,1	0,67	77 (66)	(Funaki K. , et al., 1998)
ABB Ltd.	Suíça	Trifásico, Δ/Y_n	Fita Bi-2223	630	18,72/0,42	19,4/866 ^a	-	4,6	77	(Zueger, 1998)
Institute of Electrical Eng.; Tebian Electric Apparatus Stock Co.	China	Trifásico Y/Yn com núcleo amorfo	Primário solenoidal, secundário com panelas duplas, ambos em fita Bi-2223	630	10,5/0,4	34,63/909,33	98,5	2,5	77	(Wang, et al., 2007), (Wang, et al., 2009)

^a Os dados da referência (Zueger, 1998) referem para corrente nominal do primário o valor de 11,2 A. Contudo, esse valor aparenta representar a corrente na fase, e não na linha.

Tabela 2.14: Lista de projectos de transformadores de potência supercondutores para aplicação em redes eléctricas, com potências da ordem de kVA. Quando não especificado, os transformadores são de núcleo quente. Os rendimentos, quando indicados, incluem uma penalização para a criogenia (continuação).

Consórcio ou grupo	País	Tipo	SAT	Potência nominal [MVA]	U_{1n}/U_{2n} [kV]	I_{1n}/I_{2n} [A]	η [%]	η_{cc} [%]	T [K]	Referência
Kyushu Electric Power Co.; Kyushu University; Fuji Electric Co.; Kyushu Transformer Co.; Taiyo Sanso Co.	Japão	Monofásico	Cabo Roebel em fita Bi-2223	1	22/6,9	45,4/145	99,4	5	77	(Funaki K. , et al., 2001), (Kimura, et al., 2002)
Electric Eng. and Science Research Inst.; Graduate School of Energy; Seoul Nat. University; LG Electronics; Hyosung Co.	Coreia do Sul	Monofásico	Panquecas duplas de Bi- 2223	1	22,9/6,6	44/152	99,3	4,67	77	(Kim, et al., 2004), (Kim, et al., 2005)
Oak Ridge Nat. Lab.; Intermagnetics General Co.; Waukesha Electric Systems; IGC/APD Cryogenics; Rochester Gas & Electric Co.; Rensselaer Polytechnic Institute	Estados Unidos da América	Monofásico	Condutores revestidos a Bi- 2212	1	13,8/6,9	72,5/145	-	1,68	25	(Schwenterly, et al., 1999)
Fuji Electric Co.; Super-GM	Japão	Monofásico	Cabo Roebel em fita Bi-2223	2	66/6,9	30,3/290	-	10,38	66	(Bohno, et al., 2005)
SuperPower Inc.; Oak Ridge Nat. Lab.; Waukesha Electric Systems	Estados Unidos da América	Trifásico, Δ/Y	Fita Bi-2223	5/10 ^a	24,9/4,2	116/694	-	0,84	30	(Reis, Mehta, McConnell, & Jones, 2001), (Weber, et al., 2005)

^a De acordo com a notação utilizada pelos autores, o transformador é desenhado para 5 MVA, mas têm uma capacidade de operação a 10 MVA, com o dobro da corrente nominal, em situações de emergência (Reis, Mehta, McConnell, & Jones, 2001).

Tabela 2.15: Lista de projectos de transformadores de potência supercondutores para aplicação em redes eléctricas, com potências da ordem de MVA. Todos os transformadores são de núcleo quente. Os rendimentos, quando indicados, incluem uma penalização para a criogenia.

Consórcio ou grupo	País	Tipo	SAT	Potência nominal [MVA]	U_{1n}/U_{2n} [kV]	I_{1n}/I_{2n} [A]	η [%]	T [K]	Referência
Siemens AG	Alemanha	Monofásico de núcleo frio, com dois enrolamentos secundários	Primário com condutores empilhados, secundário cabo Roebel, ambos em Bi-2223	1	25/2×1,389	40/2×360	-	67	(Schlosser, Schmidt, Leghissa, & Meinert, 2003)
Railway Technical Research Institute; Fuji Electric Systems; Fuji Electric Advanced Technology; Taiyo Nippon Sano; Kyushu University	Japão	Monofásico de núcleo quente, com quatro enrolamentos secundários e um terciário	Fita Bi-2223	4 ^a	25/4×1,2 + 0,44	160/4×750 + 909	96,8	66	(Kamijo, et al., 2006), (Kamijo, et al., 2007)

^a Embora a potência de projecto fosse de 4 MVA, o valor obtido acabou por se situar nos 3,5 MVA.

Tabela 2.16: Lista de projectos de transformadores de potência supercondutores para aplicação em tracção eléctrica. O rendimento indicado inclui a criogenia.

2.3.4 Volantes de Inércia (*Flywheels*) com Chumaceiras Supercondutoras

2.3.4.1. Introdução

Um volante de inércia, também chamado de bateria electromecânica (Post, Fowler, & Post, 1993), consiste, de forma simplista, numa massa em rotação que permite armazenar energia cinética. Os volantes são usados para armazenar energia eléctrica, quando esta existe em excesso (por exemplo no período nocturno), que é fornecida novamente em caso de necessidade, função designada por nivelamento de carga. Também podem funcionar como fonte ininterrupta de energia (UPS, *Uninterruptible Power Supply*), injectando a energia armazenada na rede em caso de falha. Encontram-se também aplicações comerciais para regulação de frequência²⁷.

Definindo o momento de inércia da massa, J_m , e a sua velocidade angular, ω_r , então, a energia cinética de rotação armazenada, W_{rot} , é dada por

$$W_{rot} = \frac{1}{2} J_m \omega_r^2 \quad (2.77)$$

Para aumentar o valor da energia armazenada, pode-se, como é evidente, aumentar quer o momento de inércia, quer a velocidade angular, sendo que esta última produz um efeito mais preponderante dado vir elevada ao quadrado. As massas usadas, por questões de equilíbrio mecânico, consistem em cilindros (ou conjuntos de cilindros) maciços ou ocos. O aumento da velocidade é geralmente acompanhado de restrições, quer sejam as relacionadas com o atrito viscoso do ar, com questões de integridade da massa devido às elevadas velocidades periféricas, ou com perdas nas chumaceiras em que o veio de rotação assenta (Tang, Zhang, & Fang, 2007). O atrito do ar, que impõe perdas directamente relacionadas com o cubo da velocidade (Zwyssiq, Round, & Kolar, 2006) pode ser minimizado se a massa rodar numa câmara de vácuo. Relativamente à integridade da massa, existem materiais compósitos feitos de fibra de carbono e epoxy, capazes de suportar velocidades periféricas superiores a 1 km/s (Hull, 1997), o que, num volante com um metro de diâmetro, representa quase 20.000 rpm. Finalmente, quanto às perdas nas chumaceiras, em regra não há uma expressão analítica que as permita calcular (Zwyssiq, Round, & Kolar, 2006), dado dependerem por exemplo do tipo e material dos rolamentos utilizados, mas estas podem ser minimizadas utilizando chumaceiras magnéticas sem contacto, quer com materiais SAT, quer passivas (com magnetos permanentes), quer activas (com electromagnetos).

As chumaceiras com materiais SAT constituem um dos pontos centrais desta secção, em que se pretende aproveitar a levitação e posicionamento estável conseguidos à custa do ancoramento de fluxo magnético.

²⁷ Ver por exemplo a empresa Beacon Power (<http://www.beaconpower.com/>).

Um volante de inércia com chumaceiras supercondutoras é constituído pelos seguintes elementos:

- **Rotor**, massa em rotação na qual é armazenada energia cinética.
- **Chumaceiras magnéticas supercondutoras**, que permitem levitação e/ou posicionamento do veio e rotor sem contacto. Estas chumaceiras são, por inerência, passivas.
- **Chumaceiras magnéticas auxiliares**, com materiais convencionais, que permitem, também, levitação e/ou posicionamento adicional do veio e rotor sem contacto. Como referido anteriormente, podem ser activas ou passivas.
- **Motor/gerador**, colocado no mesmo eixo do rotor, usado para acelerar a massa, convertendo energia eléctrica da rede em energia cinética, que é armazenada, e também para converter esta energia cinética em eléctrica, quando necessário, desacelerando a massa.
- **Conversor de potência**, para adaptar as frequências elevadas do motor/gerador à rede eléctrica. Pode consistir, por exemplo, num conversor AC/DC seguido de um DC/AC, que também pode servir para fazer o isolamento de cargas sensíveis (Strasik, et al., 2007).
- **Sistema de controlo**, responsável pela gestão das trocas de energia entre o volante e a rede efectuado através conversor de potência, pelo controlo das chumaceiras activas, se as houver, pelo sistema de criogenia afecto às chumaceiras supercondutoras, e pela manutenção do vácuo na câmara onde roda a massa.

Um exemplo de um volante de inércia, representando apenas o rotor, motor/gerador e chumaceiras, está representado na Figura 2.60.

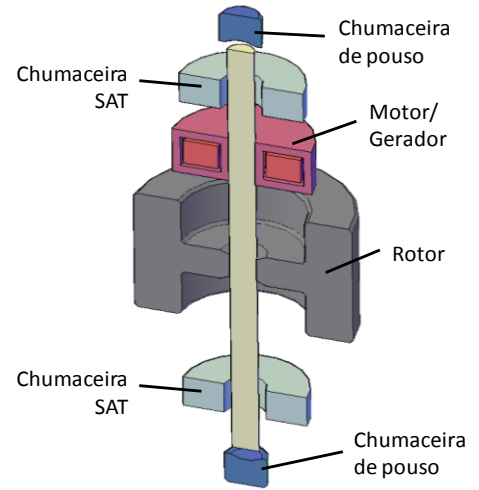
2.3.4.2. Rotor

Como referido, o rotor é composto por uma massa posta a rodar, de inércia considerável, através da qual se armazena energia cinética de rotação. De forma a maximizar esta energia, dada por (2.77), deve-se maximizar o momento de inércia do rotor. Para um cilindro oco, como o representado na Figura 2.61, esta grandeza é dada por

$$J_m = \int_V r^2 \rho_m dv = \frac{1}{2} \rho_m h \pi (r_e^2 - r_i^2) (r_e^2 + r_i^2) = \frac{1}{2} M (r_e^2 + r_i^2) \quad (2.78)$$

onde M é a massa do rotor de densidade ρ_m , h a sua altura, e r_e e r_i os raios externo e interno do cilindro, respectivamente.

Figura 2.60: Exemplo de volante de inércia, em que se representa apenas as partes mecânicas principais. As chumaceiras de pouso, não supercondutoras, têm como função proteger o conjunto em caso de falha, ou auxiliar o mesmo aquando do arrefecimento dos supercondutores (Strasik, et al., 2007).

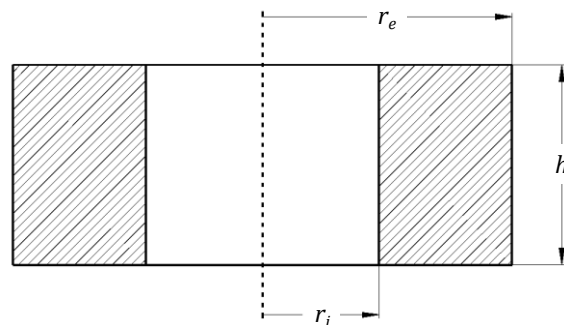


O projecto do rotor pretende geralmente maximizar J_m , observando restrições na velocidade periférica de acordo com a velocidade de rotação estabelecida. Como exemplo, considere-se uma dada massa do rotor, $M = \rho_m h \pi (r_e^2 - r_i^2)$, e um raio interno fixo. Isto leva a que o raio externo se relacione com a altura do rotor por

$$r_e = \sqrt{\frac{M}{\rho_m h \pi} + r_i^2} \quad (2.79)$$

O andamento do momento de inércia em função da altura do rotor está representado qualitativamente na Figura 2.62. Como é evidente, o máximo de J_m corresponde ao mínimo de h , o que por sua vez, de acordo com (2.79), corresponde ao máximo de r_e . Desta forma, diminuindo a altura do cilindro e aumentando o seu raio externo, mantendo a massa constante, maximiza-se o momento de inércia. Isto corresponderia idealmente a rotores em forma de disco, isto é, com altura pequena face ao raio externo.

Figura 2.61: Vista em corte do rotor de um volante de inércia. h é a altura do rotor, r_e o raio externo e r_i o raio interno.



Contudo, as restrições na velocidade periférica, v_p , colocam um limite ao valor de J_m (ou, equivalentemente, de r_e), tal como se pode observar na Figura 2.63, em que se mantém constante a velocidade de rotação.

Em suma, a obtenção de um determinado valor de energia armazenada implica um compromisso entre o momento de inércia (ou dimensões do rotor) e a velocidade de rotação, obedecendo a restrições mecânicas como a velocidade periférica.

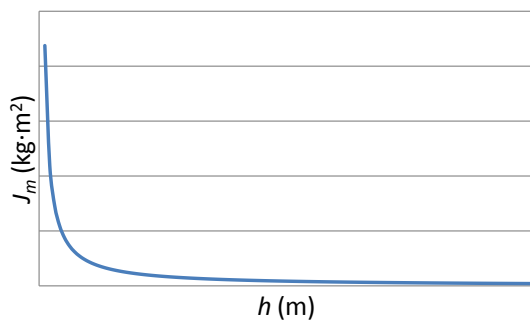


Figura 2.62: Variação do momento de inércia do rotor com a altura do cilindro que constitui o mesmo, mantendo massa e raio interno constantes.

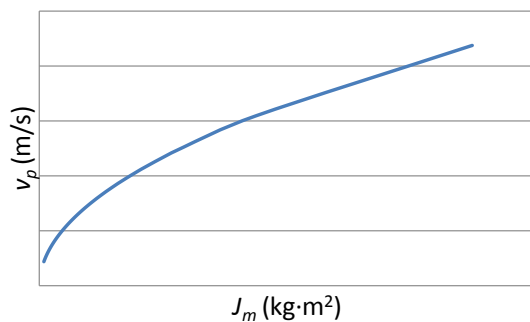
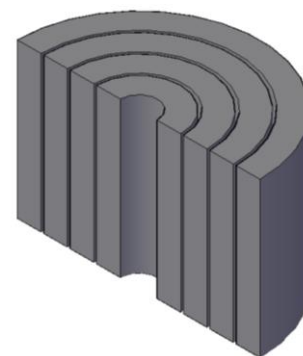


Figura 2.63: Variação da velocidade periférica do rotor com o momento de inércia do mesmo, mantendo a velocidade de rotação constante.

É ainda de referir que o rotor não é normalmente formado por uma peça única, mas antes por vários anéis concêntricos (*multiring* ou *multirim*), unidos por um elemento elástico, resultando na transmissão de binário mas não de tensões radiais (Post, Fowler, & Post, 1993), (Werfel F. N., et al., 250 kW flywheel with HTS magnetic bearing for industrial use, 2008). Na Figura 2.64 representa-se um rotor deste tipo.

Figura 2.64: Esquema de rotor formado por anéis concêntricos (multiring ou multirim).



2.3.4.3. Chumaceiras Magnéticas Supercondutoras

As chumaceiras supercondutoras aproveitam a levitação estável proporcionada pelo ancoramento do fluxo magnético de um magneto permanente por um supercondutor, no caso em estudo, de alta temperatura. Um magneto pode rodar com perdas mínimas relativamente a um supercondutor desde que não haja variação relativa do perfil de densidade de fluxo, isto é, em torno do seu eixo magnético. Desta forma, podem constituir-se chumaceiras axiais²⁸ (*thrust*), radiais²⁹ (*journal*) ou mistas (Hull, 2000), (Tang, Zhang, & Fang, 2007), dependendo da forma como o veio se posiciona relativamente às mesmas. Estes tipos de chumaceira estão ilustrados simplificadaamente na Figura 2.65. As chumaceiras axiais são mais adequadas para suportar cargas, enquanto as radiais são mais apropriadas para posicionamento do eixo do volante. Obviamente, as mistas aproveitam ambas as vantagens.

Os magnetos utilizados nas chumaceiras também podem apresentar diferentes orientações, nomeadamente axial, radial, e em cadeia de Halbach (Werfel F. N., Floegel-Delor, Rothfeld, Goebel, Wippich, & Riedel, 2005), (Sotelo, Ferreira, & de Andrade, 2005), tal como se apresenta na Figura 2.66. Calculando a densidade de fluxo no plano dos supercondutores, cujos resultados qualitativos se apresentam na Figura 2.67, verifica-se que a melhor configuração é em cadeia de Halbach, em termos do valor máximo da densidade de fluxo. Contudo, esta configuração é mais complexa que as restantes, como se depreende da Figura 2.66, por obrigar à existência de magnetos com diferentes sentidos de magnetização. A magnetização radial também é geralmente mais difícil de implementar que a axial, recorrendo-se por vezes a magnetos compostos por vários segmentos (Sotelo, de Andrade, & Ferreira, 2007).

Todos os casos descritos nesta secção utilizam como supercondutor de alta temperatura nas chumaceiras YBCO maciço, dada a possibilidade de se poderem crescer grãos de tamanho

²⁸ As chumaceiras convencionais deste tipo designam-se normalmente por chumaceiras de impulso.

²⁹ Os equivalentes convencionais designam-se por chumaceiras de casquilho ou de deslizamento.

considerável e apresentar um campo de irreversibilidade elevado (Hull, 2003). O material é geralmente composto por vários blocos, para se conseguir a capacidade de ancoramento necessária, encontrando-se na Figura 2.68 exemplos de utilização deste. Refira-se que o material com potencial para ser utilizado não se restringe ao YBCO, mas pode ser o da família RE-BCO, em que RE corresponde a um elemento da família dos metais das terras raras (*Rare Earth*), podendo ser, para além do ítrio (Y), neodímio (Nd), samário (Sm), európio (Eu), gadolínio (Gd), disprósio (Dy), hólmio (Ho), érbio (Er), túlio (Tm), itérbio (Yb), lutécio (Lu) ou lantânio (La) (Hull, 2003).

2.3.4.4. Chumaceiras Magnéticas Auxiliares

Os volantes de inércia podem apresentar, como já referido, chumaceiras magnéticas sem contacto não supercondutoras. Uma das funções usuais destas chumaceiras é fornecer sustentação auxiliar do rotor, já que se verifica que a posição deste decai gradualmente, essencialmente devido ao fenómeno de fluência de fluxo³⁰ (Koshizuka, 2006). Neste caso podem usar-se chumaceiras axiais (Andrade, et al., 2007), que podem também ser usadas para diminuir substancialmente a carga sobre as chumaceiras supercondutoras, que ficam assim com a função de estabilizar o sistema (Cansiz, Campbell, & Coombs, 2003). Por outro lado, a utilização de chumaceiras radiais permite controlo adicional sobre vibrações do rotor (Koshizuka, 2006).

Chumaceiras magnéticas passivas

As chumaceiras magnéticas passivas³¹ são constituídas, naturalmente, por arranjos de magnetos permanentes, beneficiando-se quer da atracção, quer da repulsão entre os mesmos. Note-se que estas chumaceiras não podem providenciar levitação estável, tal como enunciado no teorema de Earnshaw, que estabelece que um grupo de partículas governada por forças inversamente proporcionais ao quadrado da distância entre elas, como é o caso de partículas carregadas electricamente ou dipolos magnéticos, não pode permanecer em equilíbrio estável (Moon, 1993). Em suma, é possível o equilíbrio mas não a estabilidade.

³⁰ A fluência de fluxo (*flux creep*) é um fenómeno inerente dos supercondutores de alta temperatura, e consiste no desancoramento de fluxoides, geralmente por fenómenos térmicos, que podem saltar para outro centro de ancoramento ou penetrar no supercondutor (Warnes, 2001), o que se traduz no decaimento dum magneto que levite sobre o material. No caso de volantes de inércia, a fluência de fluxo pode dever-se às vibrações do rotor (Ichihara, et al., 2005).

³¹ Referidas na literatura anglo-saxónica como PMBs, de *permanent magnet bearings*.

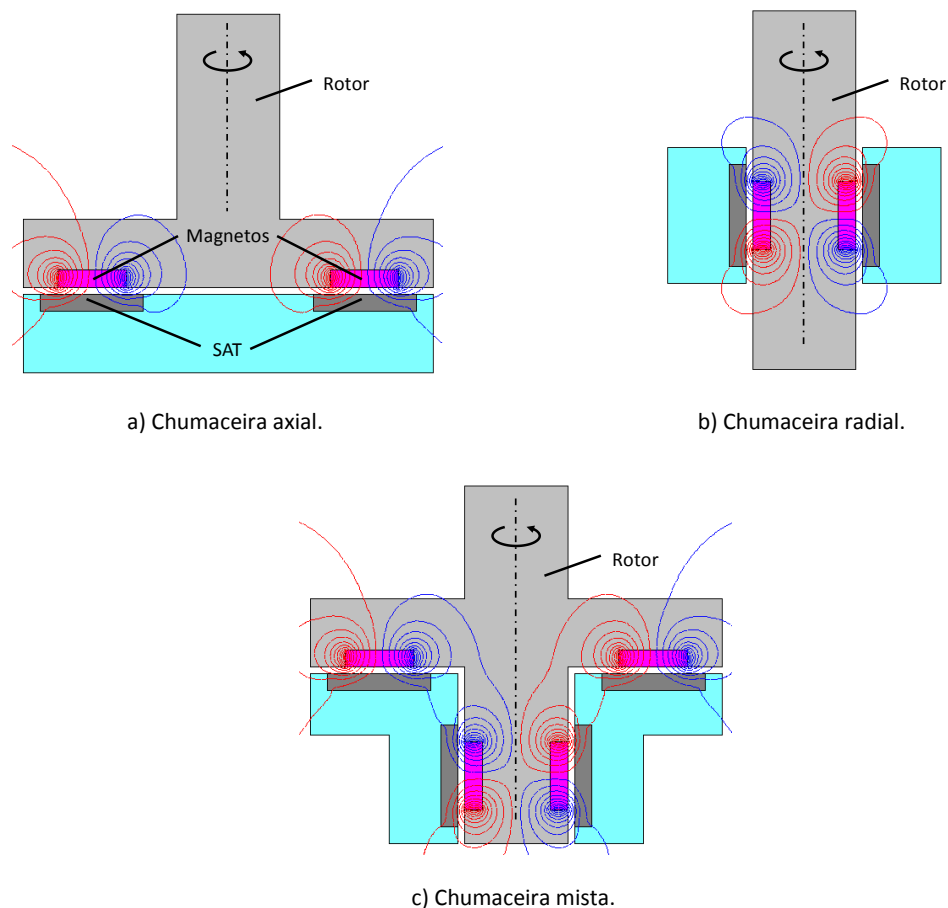
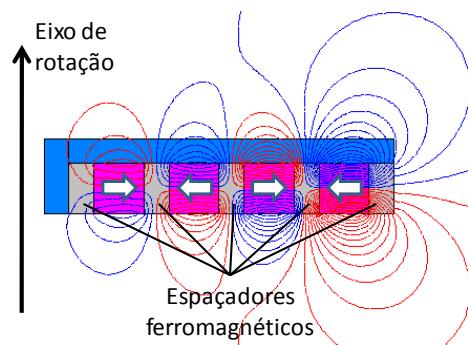
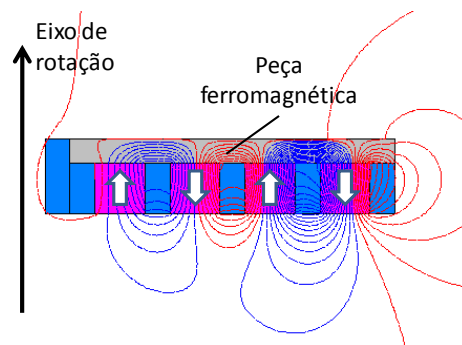


Figura 2.65: Tipos de chumaceiras magnéticas supercondutoras.

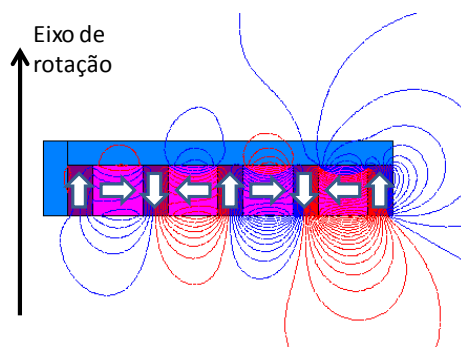
Na Figura 2.69 ilustra-se uma configuração coaxial de magnetos permanentes, enquanto na Figura 2.70 se apresentam configurações axiais, todas estas para fornecer sustentação adicional e aliviar a carga da chumaceira supercondutora, assim como providenciar uma maior rigidez radial. A configuração da Figura 2.70.a) recebe a designação de chumaceira do tipo Evershed (Hull, Mulcahy, & Labataille, 1997).



a) Magnetização radial. Os espaçadores são utilizados para aumentar a densidade de fluxo.



b) Magnetização axial. A peça ferromagnética permite aumentar a densidade de fluxo do lado oposto dos ímãs.



c) Cadeia de Halbach. Com este arranjo especial, consegue-se uma elevada densidade de fluxo num dos lados da cadeia, e o seu cancelamento no lado oposto.

Figura 2.66: Diferentes possibilidades de orientação da magnetização numa chumaceira axial, considerando que os supercondutores, não presentes, ficam por baixo dos ímãs. Os mesmos conceitos também se aplicam a chumaceiras radiais. O material azul é não magnético.

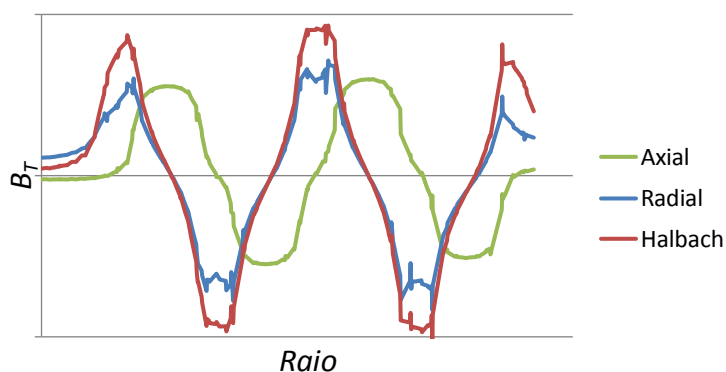
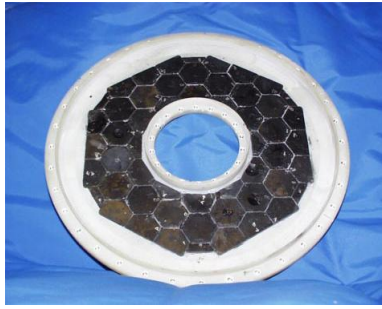


Figura 2.67: Comparação qualitativa da componente tangencial da densidade de fluxo, B_T , ao nível dos supercondutores da chumaceira (sem os mesmos estarem presentes), obtidos com diferentes orientações de ímãs permanentes,

nomeadamente axial, radial e em cadeia de Halbach, numa chumaceira axial.



a) Blocos hexagonais de YBCO, para inclusão numa chumaceira axial. Retirado de (Day, et al., 2002).

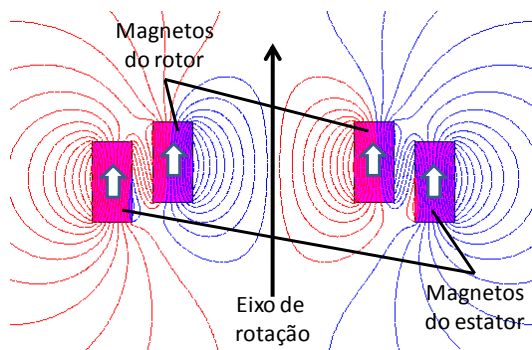


b) Blocos de YBCO dispostos num invólucro de cobre para uma chumaceira radial. Retirado de (Walter, et al., 2006).

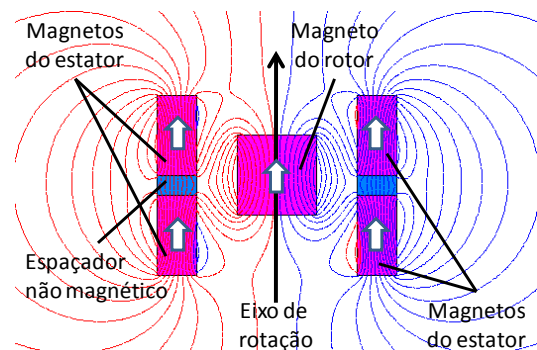
Figura 2.68: YBCO maciço utilizado em chumaceiras supercondutoras.

Chumaceiras magnéticas activas

Numa chumaceira magnética activa³² existe atracção entre um ou vários electromagnetos e um material ferromagnético ou magneto permanente. Como esta interacção não é estável, é necessária a presença de um sistema de controlo que meça a posição do rotor e ajuste a corrente no(s) electromagneto(s) em conformidade. Para evitar perdas mecânicas e desgaste mecânicos em contactos, os electromagnetos são colocados no estator. Por serem alimentadas electricamente, as chumaceiras activas implicam sempre perdas.



a) Chumaceira com dois anéis coaxiais (Fang, Lin, Yan, & Xiao, 2001).



b) Chumaceira com dois anéis no estator e um no rotor (Murakami, Komori, & Mitsuda, 2007).

Figura 2.69: Chumaceiras magnéticas passivas, em configuração coaxial. A visualização das linhas de fluxo permite verificar o desenvolvimento de forças axiais no rotor.

³² Referidas na literatura anglo-saxónica como AMBs, de *active magnetic bearings*.

Encontram-se na literatura chumaceiras activas radiais, utilizadas para controlar o posicionamento e vibrações do rotor (Miyagawa, Kameno, Takahata, & Ueyama, 1999), (Fang, Lin, Yan, & Xiao, 2001), (Koshizuka, et al., 2003). A Figura 2.71.a) ilustra uma chumaceira radial, em que os electromagnetos são dispostos em redor do rotor, podendo ter-se tantos graus de liberdade no controlo da posição do mesmo quantos electromagnetos existirem.

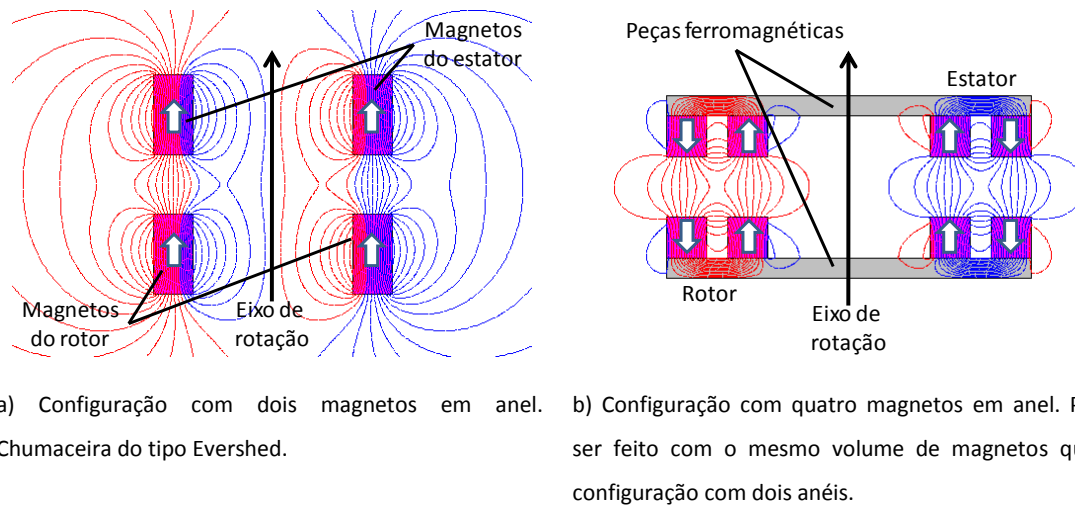


Figura 2.70: Chumaceiras magnéticas passivas, em configuração axial (Sotelo, de Andrade, & Ferreira, 2007).

As chumaceiras activas axiais, por outro lado, têm como função principal controlar a posição axial do rotor (Miyagawa, Kameno, Takahata, & Ueyama, 1999), (Koshizuka, et al., 2003). Uma chumaceira activa nesta configuração está ilustrada na Figura 2.71.b), apresentando apenas um electromagneto.

2.3.4.5. Motor/Gerador, Conversor de Potência e Sistema de Controlo

A máquina eléctrica acoplada ao veio do volante tem dois propósitos fundamentais, o primeiro dos quais consiste em converter energia eléctrica em mecânica, funcionando como motor, para acelerar o rotor e o colocar à velocidade nominal, participando também na manutenção dessa velocidade dentro de limites definidos. Serve assim para carregar o volante. Por outro lado, quando é necessário devolver a energia armazenada à rede, isso é realizado através da mesma máquina a funcionar como gerador, isto é, convertendo energia mecânica em eléctrica e desacelerando o volante. Para minimizar as perdas mecânicas (assim como o desgaste) são mais vantajosas as aplicações que evitem contactos, como é o caso da máquina de corrente contínua sem escovas (Murakami K. , Komori, Mitsuda, & Inoue, 1007), (Strasik, et al., 2007), da máquina de relutância comutada

(Andrade, et al., 2007) da máquina síncrona de magnetos permanentes (Yamauchi, Uchiyama, Suzuki, Kubota, Fujii, & Ohsaki, 2006)³³ ou da máquina assíncrona (Miyagawa, Kameno, Takahata, & Ueyama, 1999).

Também se encontram na literatura volantes em que a máquina utilizada é uma máquina síncrona sem escovas e sem ferro em que os magnetos do rotor, exterior, estão dispostos em cadeia de Halbach (Mulcahy, Hull, Uherka, Abboud, & Juna, 2001)³⁴. A escolha da máquina está condicionada pelo tipo de alimentação disponível, em corrente contínua (DC) ou alternada, assim como a funcionalidade a que se destina o volante. A indisponibilidade de uma fonte DC inviabiliza as máquinas sem escovas ou de relutância comutada, ao passo que por exemplo uma máquina de indução não pode ser escolhida se o volante tiver função de fonte ininterrupta de tensão, pois esta máquina necessita sempre de alimentação trifásica, mas já o poderá ser se se pretender nivelamento de carga.

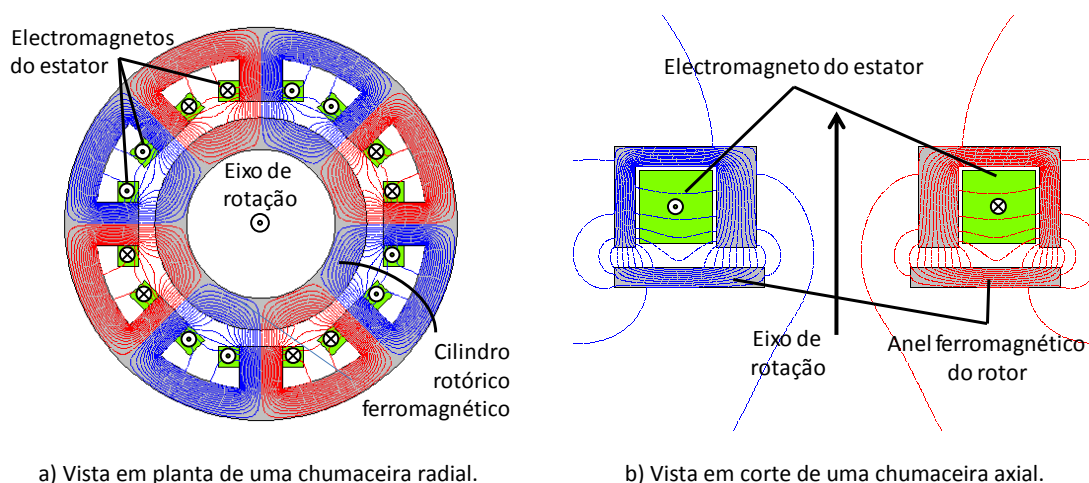


Figura 2.71: Chumaceiras magnéticas activas.

Os volantes inerciais compreendem geralmente um conversor de potência para adaptar as frequências de rotação do rotor, tipicamente superiores a 10.000 rpm, à frequência da rede e vice-versa. Isto pode ser conseguido através de um rectificador seguido de um inversor. Esta montagem, referida em (Strasik, et al., 2007), pode também ser utilizada para fazer o isolamento de cargas

³³ Este volante utiliza uma chumaceira supercondutora radial activa, composta por uma bobina de NbTi que interage com um núcleo ferromagnético.

³⁴ Para detalhes sobre a constituição e funcionamento da máquina, ver por exemplo (Hull & Turner, Magnetomechanics of Internal-Dipole, Halbach-Array Motor/Generators, 2000).

sensíveis às quais o volante é aplicado. Nesta abordagem, a ligação DC é utilizada como fonte de alimentação da máquina eléctrica.

O sistema de controlo é responsável pela gestão do trânsito de energia eléctrica/mecânica, em parte através da adequada comutação da electrónica de potência. Esta está associada não só à interface do volante com a rede de energia, mas também à própria máquina envolvida com a conversão de energia, como é o caso da máquina sem escovas ou de relutância comutada.

2.3.4.6. Aplicações de Volantes de Inércia em Redes de Energia Eléctrica

A utilização de volantes de inércia em redes de energia diz respeito quer ao seu funcionamento como fonte ininterrupta de energia, UPS, quer para efeitos de nivelamento de carga. Na Tabela 2.17 e na Tabela 2.18 apresenta-se um resumo de projectos e respectivas especificações de volantes de inércia com chumaceiras supercondutoras. Nesse resumo não se consideraram pequenos protótipos laboratoriais como os referidos em (Andrade, et al., 2007) ou (Murakami K. , Komori, Mitsuda, & Inoue, 1007).

2.3.4.7. Conclusões

Nesta secção apresentaram-se os volantes de inércia com chumaceiras supercondutoras, dedicados a armazenamento de energia para aplicações UPS ou de nivelamento de carga. Acredita-se que, nesta última aplicação, se podem conseguir construir volantes com rendimentos na ordem dos 90%, incluindo criogenia e restantes sistemas associados (Hull, 2003). Contudo, as elevadas velocidades de rotação necessárias para atingir uma quantidade utilizável de energia, podem colocar problemas de estabilidade (ligados por exemplo a modos de ressonância) que os tornam mais desvantajosos face a sistemas estáticos, como por exemplo as baterias. Os volantes apresentam, contudo, um número virtualmente ilimitado de ciclos de carga/descarga e tempo de vida manifestamente superior ao destes sistemas (Long & Zhiping, 2007).

Consórcio ou grupo	País	Energia/ Potência	Chumaceiras supercondutoras	Chumaceiras auxiliares	Massa do rotor [kg]	Velocidade [rpm]	Máquina eléctrica	T [K]	Referência
Koyo Seiko	Japão	0,5 kWh	Axial	AMB axial e radial	37	30.000	Indução	77	(Miyagawa, Kamen, Takahata, & Ueyama, 1999)
Chubu Electric Power; Mitsubishi Heavy Industries	Japão	1,4 kWh	Axial	-	76	20.000	Não especificado	50 a 80	(Nagaya, Kashima, Minami, Kawashima, & Unisuga, 2001)
Argonne National Laboratory; UNICOM Chicago	Estados Unidos da América	2,25 kWh	Axial	PMB axial	165	19.000	Sem escovas e sem ferro com cadeia de Halbach	77	(Mulcahy, Hull, Uherka, Abboud, & Juna, 2001)
Superconductivity Research Lab. ISTE; Shikoku Research Institute; Ishikawajima-Harima Heavy Ind.; Shibaura Institute of Tech.; NEOMAX Company	Japão	5 kWh	Radial	AMB axial e radial	425	11.250	Não especificado	67 ou 77	(Ichihara, et al., 2005), (Koshizuka, 2006)

AMB: Chumaceira magnética activa (*Active Magnetic Bearing*).

PMB: Chumaceira magnética passiva (*Permanent Magnet Bearing*).

Tabela 2.17: Lista de projectos de volantes de inércia construídos com chumaceiras supercondutoras de alta temperatura.

Consórcio ou grupo	País	Energia/ Potência	Chumaceiras supercondutoras	Chumaceiras auxiliares	Massa do rotor [kg]	Velocidade [rpm]	Máquina eléctrica	T [K]	Referência
Boeing Company	Estados Unidos da América	5 kWh/ 100 kW	Axial	PMB axial	164	15.000	Sem escovas com seis pólos	77	(Day, et al., 2002), (Strasik, et al., 2007)
Adelwitz Technologiezentrum GmbH (ATZ); L-3 Communications Magnet-Motor GmbH	Alemanha	10 kWh/ 250 kW	Radial	PMB radial	600	10.000	Magnetos permanentes, sem ferro	45 – 60	(Werfel F. N., et al., 2007), (Werfel F. N., et al., 2008)

PMB: Chumaceira magnética passiva (*Permanent Magnet Bearing*).

Tabela 2.18: Lista de projectos de volantes de inércia construídos com chumaceiras supercondutoras de alta temperatura (*continuação*).

2.3.5 Armazenamento de Energia em Electromagnetos Supercondutores (SMES – *Superconducting Magnetic Energy Storage*)

2.3.5.1. Introdução

Os sistemas de armazenamento de energia em electromagnetos supercondutores, ou SMES (acrónimo de *Superconducting Magnetic Energy Storage*, que será utilizado ao longo do texto), termo surgido na década de 70 na Universidade de Winsconsin nos Estados Unidos da América (Lee, 2001)) são dispositivos que armazenam energia no campo magnético de uma bobina supercondutora percorrida por uma corrente contínua. Neste caso, a resistência da bobina é virtualmente nula e a corrente mantém-se indefinidamente, em modo persistente, até ser necessária. Para uma bobina com um coeficiente de auto-indução L , percorrida por uma corrente persistente I , a energia armazenada, W_{mag} , será, obviamente

$$W_{mag} = \frac{1}{2}LI^2 \quad (2.80)$$

Refira-se que, no âmbito da supercondutividade, o termo magneto é aplicado a bobinas feitas em material supercondutor, e não só a magnetos de fluxo residual, pelo que será usado indistintamente ao longo do texto.

Inicialmente os SMES foram construídos com supercondutores de baixa temperatura, quer porque os SAT ainda não tinham aparecido, quer porque o fabrico de fios estava bem dominado, sendo usados NbTi ou, em menor escala, Nb₃Sn. Estimava-se então que o custo da criogenia num SMES corresponderia a cerca de 15% do valor total do dispositivo (Hsu & Lee, 1992). A utilização de materiais SAT em SMES possibilita a utilização de sistemas criogénicos de inferior potência de refrigeração, o que permite reduzir os custos em criogenia, principalmente quando se opera na gama de 64 a 77 K (Gamble, Snitchler, & Schwall, 1996). Contudo, o preço dos SAT ainda é muito elevado, face aos supercondutores de baixa temperatura, pelo que é necessário que seja francamente reduzido. Actualmente, o custo dos SAT (Bi-2212, Bi-2223, condutores revestidos a YBCO) é superior em algumas dezenas de vezes ao de NbTi (Tsukamoto, 2005), dependendo da densidade de corrente e condições de operação. Importa também referir que as projecções para o custo de fios em MgB₂ se situam abaixo dos de NbTi para os próximos anos.

O diagrama geral de um SMES para ligação a uma rede trifásica está representado na Figura 2.72.

Assim, o sistema completo é constituído pelos seguintes elementos (Xue, Cheng, & Sutanto, 2006):

- **Bobina supercondutora**, com um interruptor que permite comutar entre os modos de carga, persistente e descarga. Uma vez atingida a corrente de referência da bobina, o interruptor é

fechado, de modo a manter a corrente em modo persistente, sendo aberto quando é necessário descarregar a bobina para a rede. Este dispositivo pode ser implementado por electrónica de potência, que tem perdas associadas, ou através de um supercondutor, de forma descrita mais à frente. À bobina também está associada a estrutura mecânica que lhe permite suportar as elevadas forças de Lorentz desenvolvidas, e o sistema de criogenia, que mantém o material supercondutor à temperatura requerida. Este sistema pode ser constituído por um crióstato, bomba de vácuo, tanque para o líquido criogénico e tubagens.

- **Sistema de condicionamento de potência**, que adapta as grandezas do lado da bobina às da linha. Tipicamente, as tensões monofásicas ou trifásicas da linha são rectificadas para carregar a bobina até à corrente de referência, e esta é ondulada quando necessário, para promover o trânsito de potência activa ou reactiva para a linha ou carga.
- **Sistema de controlo**, que gere as trocas de energia entre o SMES e a rede/carga e que permite a sincronização com a rede. De entre as estratégias de controlo contam-se por exemplo as de modulação de largura de pulso, com pontes de 12 pulsos. Este sistema também é responsável pelo controlo da criogenia.

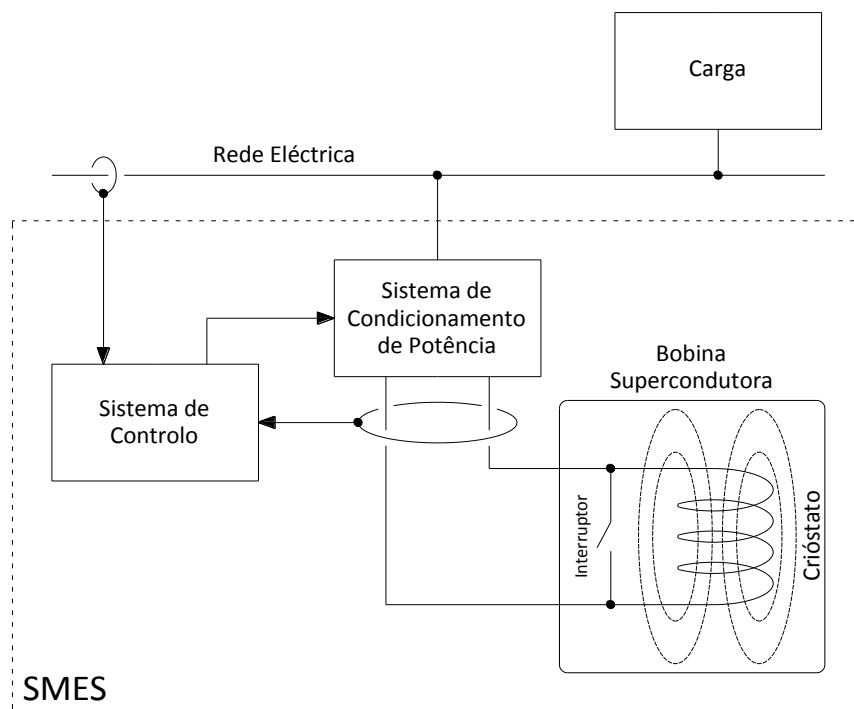


Figura 2.72: Diagrama de um SMES ligado à rede de energia eléctrica.

De entre as possíveis utilizações dos SMES, destacam-se a melhoria da qualidade da energia fornecida pela rede ou a sua aplicação como fontes ininterruptas de energia, a seguir desenvolvidas. Existem outras aplicações, nomeadamente militares, como por exemplo canhões electromagnéticos pulsados (Tixador, et al., 2008), embora essas saiam do âmbito desta dissertação, pelo que não serão aqui descritas.

Dado não haver conversão de energia eléctrica para mecânica ou química, os SMES têm um elevado rendimento, face a outras soluções de armazenamento de energia, como baterias, ar comprimido ou volantes inerciais. De facto, este é estimado como superior a 90%, incluindo perdas criogénicas, enquanto o dos primeiros estará no intervalo 60-70% (Buckles & Hassenzahl, 2000).

Os SMES podem classificar-se de acordo com o valor da potência de saída, energia armazenada, e localização no sistema de energia eléctrica. Alguns valores representativos, quer disponíveis comercialmente, quer planeados ou em investigação, são dados na Tabela 2.19.

Localização	Potência (MW)	Energia	Capacidade	Observações
Geração	1000	4000 MWh	4 h	Grandes SMES
	100	200 MWh	10-15 min	Pequenos SMES
Transporte	500	500 MJ	1 s	
Distribuição	3 - 40	6 - 80 MJ	2 s	Falhas rápidas
	0,5 - 10	1 - 20 MWh	2 – 6 h	Limitações de capacidade
Instalações de utilização	1	1 MJ	1 s	Micro SMES ou μ SMES

Tabela 2.19: Valores representativos de diferentes tipos de SMES. Retirado de (Little, 1994).

Desde os anos 70 que se têm vindo a desenvolver SMES, alguns aplicados na prática em redes eléctricas, embora, como é natural, com supercondutores de baixa temperatura. O material mais utilizado tem sido o NbTi, arrefecido com hélio líquido a 4,2 K ou com hélio superfluido a 1,8 K (DeWinkel & Lamoree, 1993).

A Tabela 2.20, retirada de (Tixador, 2008) compara o desempenho de SMES e baterias em termos de energia e potência específicas. Como se pode verificar, embora as baterias apresentem uma maior energia específica, os SMES apresentam uma potência específica algumas ordens de grandeza superior às primeiras. Por esta razão, os SMES são considerados dispositivos de potência e não de

energia, dado que conseguem libertar pulsos de potência muito elevados (podendo chegar aos MW) num intervalo de tempo muito curto (milissegundos a segundos). Os μ SMES compreendem a maior parte da gama de dispositivos SMES actualmente em investigação e desenvolvimento encontrados na literatura, utilizando, em regra, materiais SAT.

2.3.5.2. Bobina Supercondutora

Conjunto bobina supercondutora e estrutura mecânica

As bobinas supercondutoras de alta temperatura são normalmente realizadas em BSCCO, que, de forma a poder ser utilizado na presença de densidades de fluxo elevadas, deve ser arrefecido abaixo de 30 K (Tixador, et al., 2005). Podem usar-se sistemas sem líquidos criogénicos, o que, sendo apelativo, cria problemas na homogeneidade da temperatura ao longo da bobina e dificulta a rápida remoção de calor gerada na carga e descarga da mesma (Friedman, et al., 2003).

	Energia específica (Wh/kg)		Potência específica (kW/kg)	
	Actual	Teórico	Actual	Teórico
SMES	$\sim 1 - 2$	$\sim 1 - 10$	$\sim 10 - 10^4$	$\sim 10 - 10^5$
Baterias	$\sim 10 - 200$		$\sim 10^{-3} - 10$	

Tabela 2.20: Comparação entre SMES e baterias.

Ambas as fases de BSCCO 2212 ou 2223 podem ser utilizadas. A primeira tem como desvantagem uma temperatura crítica mais baixa, mas demonstra menos anisotropia que a última, além de apresentar um processo de fabrico mais simples (Tixador, et al., 2005). Os condutores revestidos a YBCO, ou fitas de segunda geração, apresentam-se como bastante promissores na construção de SMES, dado apresentarem, relativamente às fitas de primeira geração, uma maior densidade de corrente, com menor dependência da densidade de fluxo (principalmente da componente perpendicular à face da fita) a uma maior temperatura. Apresentam ainda uma maior flexibilidade mecânica que as fitas BSCCO, numa razão que pode chegar a cerca de metade do raio mínimo de flexão, assim como uma maior robustez mecânica. Contudo, os comprimentos que se conseguem fabricar destes materiais, na ordem das várias dezenas de metros, ainda não são suficientes para a sua aplicação em SMES. Assim, as aplicações SAT que se encontram descritas na literatura são, como referido, em Bi-2212 ou Bi-2223, com maior incidência na última. A fase Bi-2223 está limitada à forma de fita, construída numa matriz de prata, enquanto que a Bi-2212 permite mais graus de liberdade, nomeadamente a formação de cabos de secção circular (Ha, et al., 2007), designados

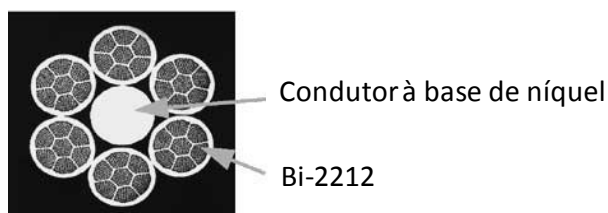
cabos Rutherford, dado o seu processo de solidificação a partir da fusão ser mais simples. Na Figura 2.73 podem ver-se exemplos de cabos Rutherford usados em SMES.

Outro factor a ter em conta no projecto de um SMES é a sua topologia, que pode ser solenoidal (dipolar, tetrapolar, hexapolar, etc.) ou toroidal. Em qualquer dos casos, quando é utilizado Bi-2223, dadas as suas características mecânicas, as bobinas são constituídas em panqueca simples ou dupla, sendo cada uma é ligada às adjacentes através de contactos de baixa resistência, ver Figura 2.74.

A topologia do SMES tem implicação no valor da energia armazenada, nos esforços mecânicos a que os materiais estão submetidos, nos campos de dispersão, e, por último mas não menos despreciando, na quantidade de material supercondutor utilizado (e, logo, no custo global do sistema). A referência (Watanabe, et al., 2007) faz uma análise comparativa, para uma energia armazenada de 100 kJ, das topologias solenoidal, dipolar e tetrapolar, e toroidal, em termos da densidade de energia armazenada, da região abrangida pelo fluxo de dispersão e do comprimento de fita Bi-2223 requerido. A análise efectuada permite concluir que a máxima densidade de energia armazenada é conseguida com a topologia solenoidal, decrescendo com o arranjo dipolar, tetrapolar e com a topologia toroidal, por esta ordem. Quanto ao fluxo de dispersão, que deve ser limitado por questões de segurança de pessoas e dispositivos electrónicos, é sabido que a topologia toroidal confina praticamente todo o fluxo no seu interior.



a) Cabo formado por 30 condutores. Retirado de (Ha, et al., 2008).



b) Cabo com estrutura 1 + 6, isto é, um fio resistivo central à base de níquel-crómio, em torno do qual estão seis condutores de Bi-2212. Adaptado de (Nagaya, et al., 2004).

Figura 2.73: Cabos Rutherford, formados por condutores de Bi-2212, cada um com sete secções multifilamentares.



a) Panqueca de Bi-2223 (Xiao, et al., 2008)

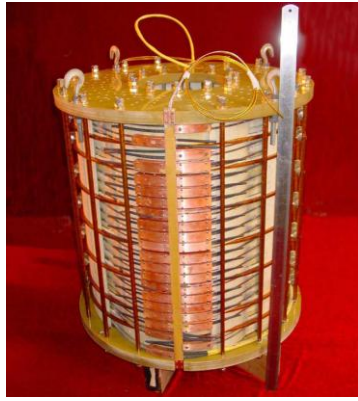


b) Montagem de panquecas (Xiao, et al., 2008)

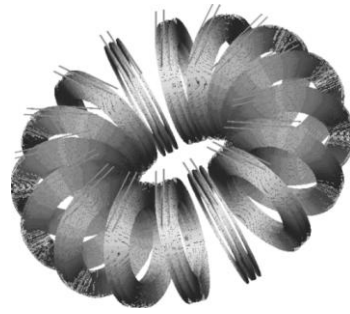
Figura 2.74: Panquecas de BSCCO para construção da bobina do SMES.

Para um critério de 0,01 T, a topologia solenoidal e o arranjo dipolar apresentam basicamente a mesma distância à qual este campo ainda se verifica, decrescendo esta para o arranjo tetrapolar, e sendo praticamente metade o valor na toroidal. Por extrapolação, dado não ter sido analisado em (Watanabe, et al., 2007), admite-se que o arranjo hexagonal (Weck, Ehrhart, Muller, & Reiner, 1997), ver Figura 2.76.a), levaria a uma redução da dimensão da fronteira de dispersão, quando comparada com as topologias solenoidal, dipolar e tetrapolar. Outra forma de reduzir o fluxo de dispersão pode ser realizada através de blindagem magnética activa com solenóides em arranjo concêntrico (Weck, Ehrhart, Muller, & Reiner, 1997), ver Figura 2.76.b), o que contudo leva a uma duplicação do material supercondutor utilizado.

Relativamente às especificações referidas, o armazenamento de 100 kJ, verificou-se por simulação que a topologia toroidal consome quase 60% a mais de fita supercondutora que a solenoidal (Watanabe, et al., 2007), além do seu fabrico ser mais complexo. Há assim, no desenho de um SMES, que estabelecer um compromisso entre a densidade de energia, o comprimento (e preço) de material supercondutor e o fluxo de dispersão.

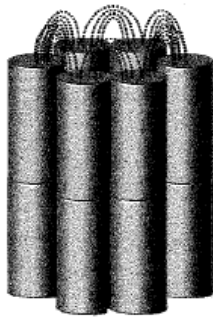


a) Topologia solenoidal. Retirado de (Xiao, et al., 2008).



b) Topologia toroidal. Retirado de (Kim, et al., 2005).

Figura 2.75: Topologias de SMES.



a) Solenóides em arranjo hexagonal.



b) Solenóides em arranjo concêntrico, para redução da dispersão.

Figura 2.76: Diferentes arranjos para a topologia solenoidal. Retirado de (Weck, Ehrhart, Muller, & Reiner, 1997).

Outro aspecto, já referido, que não pode ser descurado, são os esforços mecânicos a que o dispositivo estará sujeito. Numa situação de equilíbrio entre forças electromagnéticas e mecânicas, desenvolvidas num material não magnético, verifica-se (Park, et al., 2007)

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \mathbf{S}_T = 0 \quad (2.81)$$

onde \mathbf{J} é a densidade de corrente, \mathbf{B} a densidade de fluxo magnético e \mathbf{S}_T o tensor de tensão. Há assim uma tensão mecânica que é fruto da força de Lorentz entre a corrente no SMES e a densidade de fluxo. Por consequência é necessário ter em linha de conta os valores destas grandezas no dimensionamento do dispositivo. Para que não se desenvolvesse esta tensão, seria necessário encontrar uma configuração tal que a densidade de corrente fosse paralela à densidade de fluxo (Moon, 1982), isto é

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.82)$$

Tal implicaria

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} = \mu_0 k \mathbf{B} \quad (2.83)$$

onde $k = k(\mathbf{r})$ é uma constante de proporcionalidade. Embora a equação precedente tenha solução, esta equivaleria a correntes ilimitadas no espaço (Moon, 1982). Assim, embora se possam minimizar os esforços mecânicos através de um desenho adequado do magneto, nunca é possível eliminá-los. A estrutura que suporta o magneto é o elemento que serve para conferir robustez face às tensões mecânicas que surgem em reacção às forças de Lorentz (Leung, Hilal, Parmer, & Peck, 1987). O valor mínimo da massa estrutural do magneto, M_{min} , que é capaz de suportar tais tensões é limitado inferiormente pelo teorema do virial (Moon, 1982), que relaciona a energia armazenada num magneto com o traço do tensor de tensão no seu volume. De acordo com (Tixador, et al., 2007), para o caso de um material homogéneo e isotrópico, este limite é dado por

$$M_{min} = \frac{\rho_m}{(s_m)_{máx}} W_{mag} \quad (2.84)$$

onde ρ_m é a densidade do material, s_m a tensão mecânica e W_{mag} a energia armazenada.

Resumindo, os limites impostos ao SMES, para uma dada energia a armazenar, são então

- Limite volumétrico do magneto, imposto pela densidade de fluxo magnético

$$\frac{W_{mag}}{V} \leq \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.85)$$

onde V é o volume do magneto. Por exemplo, para um solenóide com uma densidade de fluxo média de 3 T, isto representaria um máximo de densidade volumétrica de energia de 3,6 MJ/m³, ou, para uma energia armazenada de 10 MJ, um volume de 2,8 m³.

- Limite mássico da estrutura, imposto pelas tensões mecânicas

$$\frac{W_{mag}}{M} \leq \frac{s_m}{\rho_m} \quad (2.86)$$

onde M é a massa da estrutura. Assumindo um solenóide com uma densidade de corrente de 100 A/mm², os mesmos 3 T do exemplo anterior, e um raio de 0,5 m, então obtém-se uma tensão radial de operação dada por $s_m = JBR = 150$ MPa. Considerando uma estrutura em aço inoxidável, não magnético, com uma densidade de 8 g/cm³, então corresponder-lhe-ia uma densidade mássica de energia de 18,75 kJ/kg, isto é, os mesmos 10 MJ anteriores implicariam uma estrutura com um mínimo de 533 kg.

Comutador dos modos de funcionamento: carregar bobina, modo persistente, descarregar bobina

Existem diferentes estratégias para implementar o comutador que permite alternar entre os modos de armazenamento de energia, persistente e fornecimento de energia. Isto pode ser feito quer com os chamados interruptores de corrente persistente (*persistent current switch*), quer através de electrónica de potência, com perdas associadas. Os primeiros são formados por um material supercondutor, de modo a terem perdas virtualmente nulas quando fechados, e resistência considerável quando abertos, sendo que a função de abrir ou fechar o interruptor corresponde, respectivamente, a destruir ou estabelecer a supercondutividade no mesmo³⁵. A forma como isso é realizado permite classificá-los em térmicos, magnéticos, mecânicos (Tomita, Murakami, Nariki, & Sawa, 2002) ou controlados por corrente (Hawley, 2005). Assim, pode ter-se:

- Interruptor térmico: pode ser fabricado em fita Bi-2223 ou revestida a Y-123 (Park, et al., 2006), sendo o amortecimento forçado através do aquecimento por efeito de Joule num condutor solidário com a fita. Estes interruptores têm o problema dos tempos de comutação ascenderem a várias dezenas ou centenas de segundos (Tosaka, Kuriyama, Yamaji, Kuwano, Igarashi, & Terai, 2004), com correntes nominais de 500 A na bobina, o que não é comportável se o SMES for utilizado em aplicações que necessitem de um tempo de resposta da ordem de ciclos. Mais, o interruptor também pode estar associado a perdas consideráveis no SMES aquando das comutações (Tomita, Murakami, Nariki, & Sawa, 2002).
- Interruptor magnético: neste caso o elemento supercondutor fica no interior de um electromagneto de controlo que também pode ser supercondutor (Sadakata, et al., 1995), cuja corrente é variada de modo a forçar o amortecimento do supercondutor pela densidade de fluxo gerada. Para permitir o retorno ao estado supercondutor, remove-se a corrente da bobina. Embora se consigam tempos de abertura substancialmente menores que com o interruptor térmico, da ordem dos 300 ms (Noto, et al., 1995) para uma corrente nominal de apenas 50 A, estes ainda são insuficientes para muitas das aplicações dos SMES. Refira-se que os supercondutores usados nas referências bibliográficas anteriores são de baixa temperatura.
- Interruptor mecânico: o fecho do interruptor é controlado por contacto mecânico entre supercondutores como por exemplo YBCO maciço. Para evitar o desgaste e formação de microfissuras³⁶, impregna-se o material com resina (Tomita, Murakami, Nariki, & Sawa, 2002), sendo que, no modo de carga/descarga, o circuito pode ser efectivamente aberto. De qualquer forma, verifica-se sempre uma resistência residual de contacto não desprezável,

³⁵ Na realidade há sempre perdas, neste caso nas zonas de junção entre os supercondutores.

³⁶ Este problema não se coloca com supercondutores metálicos de baixa temperatura.

tendo sido estudadas diferentes formas das superfícies de contacto de modo a tentar minimizá-la (Fujita, Tomita, Murakami, Sakai, Hirabayashi, & Sawa, 2006), embora sem a conseguir anular.

- Interruptor controlado por corrente: neste caso, a forma de forçar o amortecimento consiste em aplicar ao elemento supercondutor um pulso de corrente que leve a corrente total que o atravessa a ser superior à crítica. Para tal usa-se uma fonte de corrente em série com o elemento supercondutor. Com esta abordagem, já se conseguem tempos de abertura do interruptor da ordem dos 50 μ s, com um pulso de 50 A, num interruptor com 1500 A de corrente nominal, e desenvolvendo-se uma resistência de abertura de 20 Ω (Peck & Zeigler, 1999).

A alternativa à utilização de interruptores de corrente persistente consiste na utilização de crioelectrónica, isto é, dispositivos de electrónica de potência em ambiente criogénico³⁷. O problema típico com a electrónica de potência são as perdas nos dispositivos que têm como consequência quer uma redução na energia armazenada, quer a periodicidade com que é necessário carregar a bobina do SMES. É expectável que à temperatura criogénica os materiais semicondutores apresentem melhores desempenhos face aos verificados a temperatura ambiente (Kirschman, 1990), embora isto nem sempre se verifique na prática, em dispositivos comerciais (Pereira, Valtchev, Pina, Gonçalves, Ventim Neves, & Rodrigues, 2008). A maior parte da literatura em crioelectrónica diz respeito a MOSFETs (em paralelo, se necessário, para aumentar a corrente de operação) ou IGBTs. Os primeiros demonstram, em operação entre 50 e 100 K, uma redução na resistência de condução e no tempo de comutação (Jackson, Mazzoni, & Schempp, 1996). Quanto aos IGBTs verificam-se efeitos distintos, isto é, enquanto uns apresentam uma redução nas perdas de condução e de comutação, outros não funcionam sequer em azoto líquido (Rosenbauer & Lorenzen, 1996). A utilização da crioelectrónica com a função de comutador dos modos de funcionamento do SMES é geralmente integrada no sistema de condicionamento de potência, a seguir descrito.

É ainda necessário referir a necessidade de pontas terminais de corrente, sede de perdas resistivas na carga/descarga do magneto.

2.3.5.3. Sistema de Condicionamento de Potência

O sistema de condicionamento de potência (SCP) é uma peça chave no sistema global do SMES, dado que é a interface entre a bobina onde circula corrente contínua e a rede de tensão alternada. Pretende-se assim, genericamente, um conversor AC/DC bidireccional. Um aspecto a ter especial

³⁷ Embora se possa também utilizar a electrónica sem ser em ambiente criogénico.

atenção é ao nível de potências em que o SMES operará, já que isso implicará o tipo de dispositivo semicondutor escolhido. Assim, estes serão (Palma, 1999)

- Baixa potência: MOSFET (na ordem dos kVA).
- Média potência: IGBT (até centenas de kVA).
- Alta potência: GTO (até vários MVA).

De entre os dispositivos que permitem implementar o SCP, destacam-se os conversores fonte de corrente ou fonte de tensão com *chopper*. Embora a bobina do SMES funcione como uma fonte de corrente, a escolha não é imediata. Os conversores são de seguida brevemente explicados.

Conversor fonte de corrente

Este conversor está representado na Figura 2.77 para uma configuração com comando por seis pulsos, e na Figura 2.78 para uma configuração com comando por 12 pulsos (Wu, 2006). Os semicondutores representados são GTOs, mas podem ser MOSFETs ou IGBTs, dependendo da potência, tal como referido. As tensões trifásicas da rede indicam-se por u_a , u_b e u_c , correspondendo L_{SMES} ao magneto do SMES e I_{DC} à corrente que se estabelece neste. Nessas figuras, L_S representa ainda a indutância total entre a fonte trifásica e o conversor, incluindo a indutância equivalente da fonte, a dispersão dos transformadores e a bobina para redução da distorção harmónica total. Os condensadores C_F têm por função assistir a comutação dos semicondutores, isto é, fornecem sempre um caminho para a corrente das linhas que alimentam o rectificador e se anulam em certos intervalos. Assim evitam-se picos de alta tensão. Por outro lado, também agem como filtros, melhorando as formas de onda de tensão e corrente, embora seja necessário ter em atenção os modos de ressonância $L_S C_F$. O transformador da Figura 2.78 é utilizado para cancelar as 5ª, 7ª, 17ª e 19ª harmónicas, podendo-se, por uma técnica adequada, referida mais à frente, cancelar ainda as 11ª e 13ª harmónicas. Desta forma, a corrente da fonte não contém harmónicas inferiores à 23ª (Wu, 2006). Para manter a corrente em modo persistente, uma vez carregada a bobina, basta manter os semicondutores de um mesmo braço à condução, e todos os outros ao corte, providenciando-se assim um caminho fechado para a corrente.

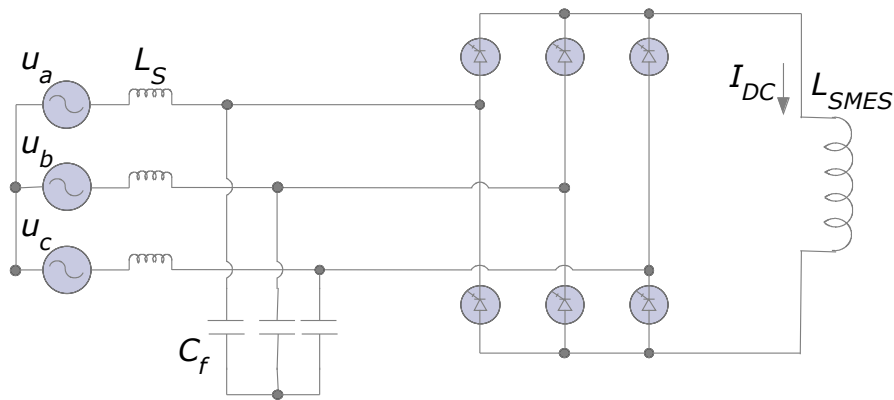


Figura 2.77: Conversor em fonte de corrente com comando por seis pulsos.

Conversor fonte de tensão com *chopper*

Este conversor está representado na Figura 2.79 e, ao contrário dos anteriores, necessita de díodos em roda livre para assegurar a continuidade da energia, ou, de forma equivalente, circuitos pelos quais a corrente se possa fechar. O *chopper* é constituído neste exemplo por dois GTOs e por dois díodos. O inversor com GTO's e díodos em roda livre constitui a interface entre a rede e a fonte de tensão formada pelo condensador e pelo *chopper* com o SMES (Iglesias, Acero, & Bautista, 1995). Em (Skiles, et al., 1996) encontra-se uma descrição detalhada dos modos de operação do *chopper*, que é ilustrada simplificada na Figura 2.80. Na realidade, para carregar/descarregar a bobina controladamente, e para controlar o nível de corrente nesta em modo persistente, os semicondutores são comutados pelo sistema de controlo, passando alternadamente pelos diferentes estados representados nessa figura.

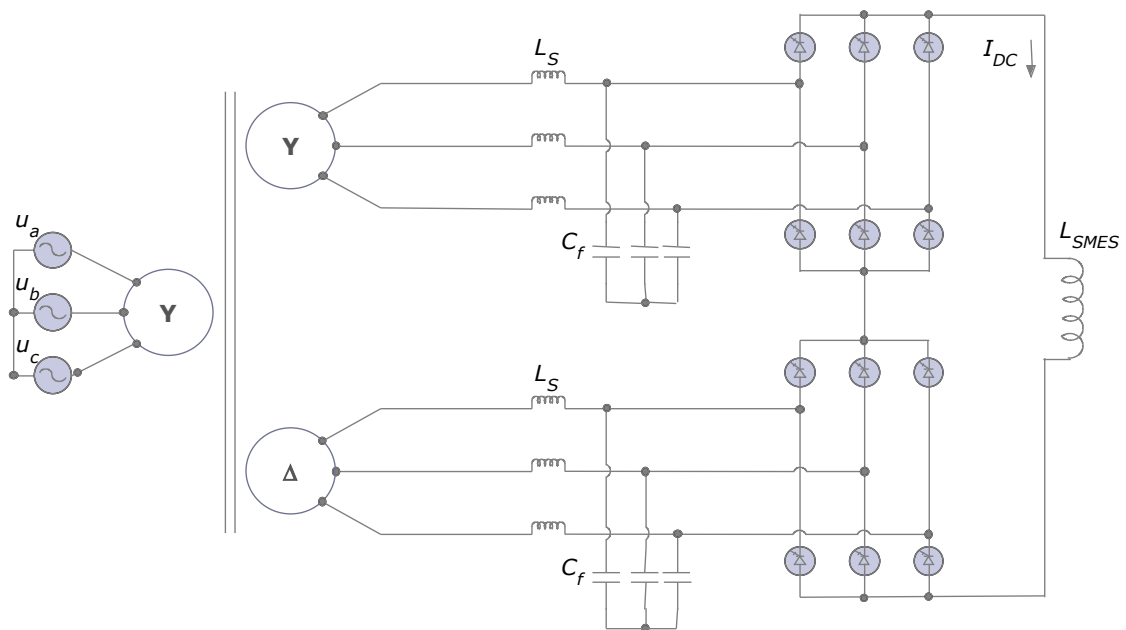


Figura 2.78: Conversor em fonte de corrente com comando por 12 pulsos.

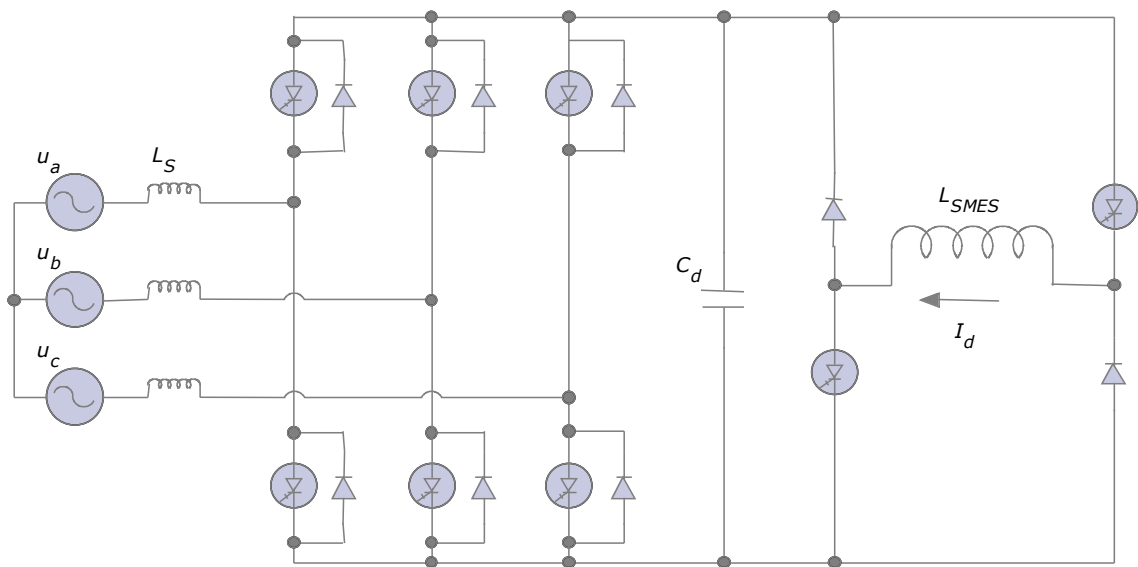
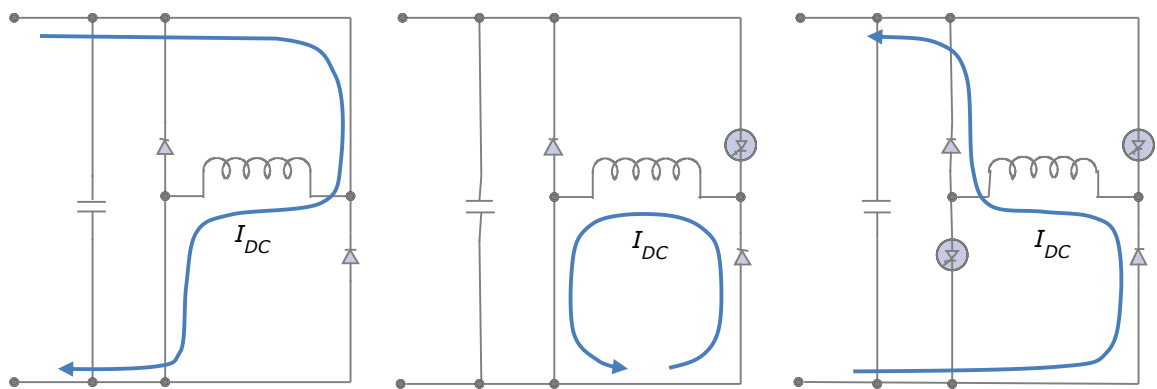


Figura 2.79: Conversor em fonte de tensão com *chopper*.

Em (Iglesias, Acero, & Bautista, 1995) é feito um estudo comparativo entre as três topologias apresentadas anteriormente, utilizando-se uma estratégia de modulação de largura de pulso (PWM, *Pulse Width Modulation*) com eliminação selectiva de harmónicas. As técnicas de comando dos semicondutores são descritas em (Wu, 2006), nomeadamente a referida, eliminação selectiva de harmónicas, ou a de espaço vectorial, entre outras.



a) Carga do SMES. Ambos os GTOs conduzem. b) Modo persistente. Só um GTO conduz. c) Descarga do SMES. Nenhum GTO conduz.

Figura 2.80: Ilustração simplificada dos modos de funcionamento do SMES.

Embora a fonte de tensão com *chopper* seja a mais utilizada na indústria, a fonte de corrente com comando por 12 pulsos revelou-se a que apresentou menor ondulação na tensão aos terminais do magneto e menos perdas AC neste (Iglesias, Acero, & Bautista, 1995). Mais resultados da utilização de fontes de corrente com comando por 12 pulsos podem ser encontrados em (Iglesias, Bautista, & Visiers, 1997). Qualquer das topologias permite um controlo independente da potência activa e reactiva transferida para a rede.

2.3.5.4. Sistema de Controlo

O sistema de controlo é responsável por carregar adequadamente a bobina, por manter a corrente no valor adequado, por descarregar a bobina de forma controlada, por exemplo injectando independentemente potência activa ou reactiva na rede, e ainda por comandar a abertura e fecho do interruptor de corrente persistente, caso exista.

A corrente no SMES deve ser mantida no nível nominal. Caso seja inferior, haverá menos energia disponível, e, caso seja superior, poderá levar a uma situação de amortecimento do magneto (*quench*). O controlo da corrente deve ser mais lento para a situação de carga e manutenção da corrente do que de descarga (Tay & Conlon, 1998), para que a dinâmica desta não seja afectada e as malhas de controlo possam ser desacopladas. De facto, a resposta a uma perturbação na rede pode ter que ser detectada e compensada num intervalo de alguns milissegundos.

Embora existam muitas técnicas de controlo de conversores de potência com estratégias PWM, como por exemplo proporcional/integral, retroacção de variáveis de estado ou controladores ressonantes (dentro dos controladores lineares), e lógica difusa ou redes neuronais (dentro dos algoritmos de inteligência artificial), estas ultrapassam a esfera da dissertação. Para uma explanação detalhada sobre estas técnicas, ver (Kazmierkowski, Krishnan, & Blaabjerg, 2002) e (Wu, 2006).

Na situação de carga e manutenção da corrente, o SCP deverá funcionar como rectificador, podendo ser utilizada uma estratégia PWM para disparo dos semicondutores, juntamente com um controlo proporcional/integral (PI), de modo a se obter uma resposta estática nula. A presença de harmónicas de alta frequência desaconselha a utilização de controlo diferencial, que amplifica o ruído.

Pode-se fazer um controlo através do índice de modulação de amplitude, m_a , dado por (Wu, 2006)

$$m_a \equiv \frac{\hat{I}_{w1}}{I_{DC}} \approx \sqrt{2} \frac{I_L}{I_{DC}} \quad (2.87)$$

onde \hat{I}_{w1} representa o valor eficaz da fundamental da corrente de entrada do rectificador e I_L o valor eficaz da corrente de linha. A aproximação é feita desprezando a queda de tensão indutiva em L_S . A estratégia PWM a implementar pode ser por exemplo, como já referido, a eliminação selectiva de harmónicas ou modulação de vectores espaciais. De forma a se obter um factor de potência unitário pode fazer-se um controlo simultâneo do índice de modulação de amplitude e do ângulo de atraso α (desfasagem entre tensão simples da fonte e respectiva fundamental da corrente PWM de entrada do rectificador) (Xiao, Wu, Rizzo, & Sotudeh, 1998).

Para a malha de controlo em situação de falha, em que as potências activa e reactiva requeridas pela rede funcionam como referências, o SCP funciona como inversor. Estas potências podem expressar-se por (Ishikawa, Akita, & Taniguchi, 1988)

$$P = \sqrt{3} U_C I_L \cos \alpha = \sqrt{\frac{3}{2}} U_C I_{DC} m_a \cos \alpha \quad (2.88)$$

$$Q = \sqrt{\frac{3}{2}} U_C I_{DC} m_a \sin \alpha \quad (2.89)$$

sendo U_C o valor eficaz da tensão composta da rede, e a desfasagem α um parâmetro controlável pelo PWM. Para um determinado valor de I_{DC} , pode assim controlar-se as potências activa e reactiva por meio de m_a e de α . Define-se a máxima potência aparente como

$$S_{m\acute{a}x} = \sqrt{\frac{3}{2}} U_{C0} I_{DC} = \frac{S}{m_a} \quad (2.90)$$

onde $S = \sqrt{P^2 + Q^2}$ é a potência aparente e U_{C0} a tensão em vazio do lado DC. Então, para o controlo das potências requeridas ao SMES, as entradas do gerador PWM serão

$$m_a = \frac{\sqrt{P_{SMES}^2 + Q_{SMES}^2}}{S_{m\acute{a}x}} \quad (2.91)$$

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{Q_{SMES}}{P_{SMES}} \quad (2.92)$$

onde P_{SMES} e Q_{SMES} representam, respectivamente, as referências de potência activa e reactiva.

2.3.5.5. Aplicações de SMES em Redes de Energia Eléctrica

A ideia central dos SMES é, como referido, armazenar energia numa bobina supercondutora, aproveitando o facto de esta não apresentar perdas em corrente contínua. Esta energia pode ser injectada na rede contribuindo, através de um controlo adequado, para a resolução de vários problemas, a seguir referidos, que dependem regra geral do tipo de rede eléctrica.

Na Tabela 2.21 apresentam-se alguns dos problemas relacionados com o sistema eléctrico, coligidos em (Little, 1994), assim como as soluções convencionais e emergentes utilizadas para os mesmos, nomeadamente as que incluem armazenamento de energia, referindo-se com particular ênfase os casos em que encontram potenciais vantagens a aplicação de SMES. Consideram-se assim os sistemas de geração, a rede de transporte, a rede de distribuição e as instalações de utilização.

Resumindo, a utilização de SMES é potencialmente vantajosa nas seguintes localizações e problemas:

- Sistema de geração, para seguimento de carga, isto é, regulação da potência produzida de modo a igualar o consumo. Se a potência gerada for superior ao consumo, a frequência da rede aumenta, caso contrário, diminui. O seguimento de carga é assim equivalente ao controlo da frequência.
- Rede de transporte, para regulação de tensão, que diz respeito não só os problemas causados pelas quedas de tensão reactivas excessivas nas linhas, mas também aos problemas resultantes de interrupções momentâneas e conteúdo harmónico excessivo.
- Rede de distribuição, para melhoria da estabilidade transitória e dinâmica:
 - Estabilidade transitória diz respeito à quantidade de potência que pode ser transmitida de forma controlada após uma grande perturbação na rede.

- Estabilidade dinâmica refere-se à interacção entre geradores que sofrem alterações lentas ou graduais das condições de operação.
- Instalações de utilização, para melhoria da qualidade da energia, principalmente quando associada a cargas sensíveis em que os parâmetros da energia fornecida devem estar dentro de limites rígidos. Alguns dos problemas de qualidade da energia, que podem ser mitigados pelos SMES, são (Kusko & Thompson, 2007):
 - Subtensões breves ou cavas de tensão: decréscimos na tensão da rede entre 10 a 90% do valor nominal durante meio ciclo a um minuto.
 - Sobretensões breves: súbitos aumentos na tensão da rede entre 110 a 180% do valor nominal durante meio ciclo a um minuto.
 - Transitórios: variações uni ou bidireccionais na tensão e/ou corrente da linha
 - Interrupções da alimentação, reduções a menos de 10% dos valores nominais da tensão ou corrente inferiores a 60 s.
 - Flutuações de tensão: variações inferiores a 5% do valor nominal da tensão da rede.
 - Desequilíbrios de tensão: variações relativas na amplitude das tensões trifásicas.

Os SMES surgem conceptualmente em 1969 (Ferrier, 1970). Na altura propõe-se uma grande unidade única para nivelamento dos diagramas de carga de potência em França, ou seja, armazenamento de energia quando o consumo é baixo, para utilização em períodos de maior consumo. Contudo, a energia requerida, na gama dos MWh ou GWh, implicaria magnetos com um diâmetro na ordem dos 1000 m (Tixador, 2008). De facto, encontram-se estudos em que os magnetos, de 400 a 1000 metros de diâmetro e entre uma a duas dezenas de metros de altura, teriam mesmo que ser enterrados em cavernas, para que a estrutura rochosa suportasse as pressões electromagnéticas (Masuda & Shintomi, 1987), (Lloyd, et al., 1987), (Maekawa, et al., 1990), para energias armazenadas na ordem dos GWh. Nas últimas três décadas tem-se tentado desenvolver tais SMES para armazenamento de energia no período nocturno que possam depois fornecê-la em caso de picos no período diurno. Contudo, o seu custo tem-se revelado de tal forma elevado que parece improvável que SMES com esta função venham a ser construídos (Hassenzahl, Hazelton, Johnson, Komarek, Noe, & Reis, 2004).

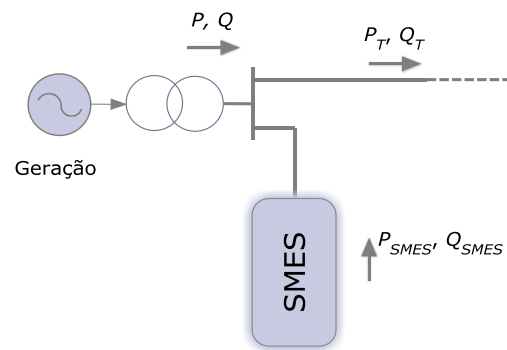
Aplicação	Tipo de problema	Soluções tecnológicas convencionais e emergentes	Vantagens potenciais dos SMES
Geração	Insuficiente capacidade em picos de consumo	Turbinas de gás, geradores de combustão interna	Não
	Dificuldade no seguimento de carga	Baterias	Reserva girante ou margem de reserva
	Necessidade de transferir quantidades maciças de energia	Baterias	Não
	Armazenamento económico de energia durante vazios	Bombeamento hídrico; armazenamento por ar comprimido	Não
	Capacidade de transporte insuficiente	Expansão ou actualização de linhas	Não
Rede de transporte	Regulação, estabilidade e qualidade da tensão	Transformadores de tomadas; baterias	Fornecimento ou absorção de potência activa e reactiva
	Controlo de fluxo de energia e estrangulamento da rede	Actualização das linhas; FACTS ^a	Não
	Estabilidade transitória e dinâmica	Baterias	Armazenamento de energia de elevada potência e breve duração
Rede de distribuição	Adição de novas fontes (ex. produção descentralizada)	Actualização de sistemas de protecção e redes de distribuição	Não
	Problemas de qualidade e fiabilidade da energia (longas variações e interrupções)	Actualização de sistemas de protecção e redes de distribuição; baterias; volantes inerciais	Não
	Limitações de capacidade, geralmente associados a crescimento da procura	Actualização de equipamentos; gestão do lado do consumo; automação da distribuição; actualização de protecções	Não
Instalações de utilização	Qualidade da energia	Baterias; volantes inerciais; supercondensadores	Flexibilidade graças à sua portabilidade, existem aplicações comerciais

^a Flexible AC Transmission Systems ou sistemas flexíveis de transporte em corrente alternada, conjunto de electrónica de potência e equipamento estático destinado a promover a controlabilidade e capacidade de transferência de potência das redes de transporte (Edris, et al., 1997).

Tabela 2.21: Compilação de problemas associados a sistemas de energia eléctrica e possíveis tecnologias para os suprir, tomando em consideração os SMES. Retirado de (Little, 1994).

Na Figura 2.81 representa-se um sistema de geração e rede de transporte associada, onde a introdução de uma unidade SMES pretende amortecer as oscilações de baixas frequências e as flutuações de tensão, através de uma modulação, respectivamente, das potências activa e reactiva (Torre & Eckroad, 2001).

Figura 2.81: Exemplo de um SMES numa rede de distribuição. P , Q , P_T , Q_T , P_{SMES} e Q_{SMES} correspondem, respectivamente, às potências activas e reactivas no barramento, transmitidas e no SMES.



Em termos conceptuais, pretende-se, pelo controlo da potência activa injectada ou absorvida da rede através do SMES, suprimir os efeitos das oscilações da velocidade angular do gerador. Por outro lado, controlando a potência reactiva injectada na rede suprimem-se as flutuações da tensão do barramento (Xue, Cheng, & Sutanto, 2006).

Os SMES para geração e transporte encontrados na literatura apresentam os magnetos construídos sempre com supercondutores de baixa temperatura, pelo elevado custo dos materiais SAT, além dos primeiros permitirem mais facilmente construir bobinas, como já referido.

Em (Rogers, Schermer, Miller, & Hauer, 1983), (Boenig & Hauer, 1985) e (Rogers, Boenig, Schermer, & Hauer, 1985) é descrita uma aplicação capaz de armazenar 30 MJ, instalada em 1981 na subestação de Tacoma, nos Estados Unidos da América (EUA), para amortecer e estabilizar oscilações na frequência da rede de transporte da ordem de 0,35 Hz. A bobina foi implementada em NbTi, sendo as transferências de potência requeridas, para estabilização das oscilações, da ordem de 10 MW (Rogers, Schermer, Miller, & Hauer, 1983). Este projecto foi contudo abandonado dado o problema ter sido entretanto resolvido (Buckles & Hassenzahl, 2000).

Também com vista à melhoria da estabilidade da rede de transporte, a empresa American Superconductor³⁸ implementou um sistema de seis SMES distribuídos, ou D-SMES (*Distributed-SMES*), num anel de uma rede de transporte de 115 kV da Wisconsin Public Service Corporation

³⁸ <http://www.amscom.com/>

(Abel, 1999), (Ross, Borodulin, & Kazachkov, 2001) nos EUA, com magnetos construídos com material supercondutor de baixa temperatura. Cada unidade, representada na Figura 2.82, tem capacidade de armazenar 3 MJ e de introduzir esta energia na rede com uma potência de 3 MW. A rede de transporte foi posteriormente adquirida pela American Transmission Company, tendo-se registado uma protecção eficaz contra centenas de falhas (Tsutai, 2004). A entrada em funcionamento de uma linha de 345 kV eliminou os problemas de instabilidade e os D-SMES foram desactivados (Tixador, 2008).

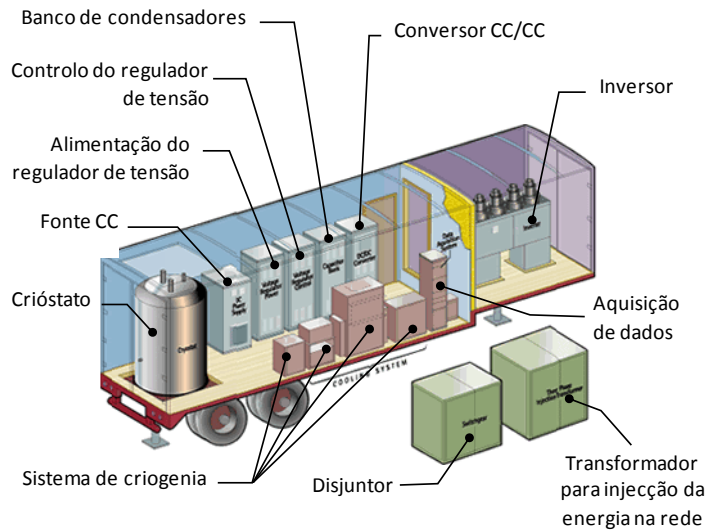
O desenvolvimento de SMES com supercondutores de alta temperatura diz respeito essencialmente a aplicações de pequena escala, as chamadas μ SMES, normalmente para funções de fonte ininterrupta de energia (UPS, *Uninterruptible Power Supply*) ou para aumentar a qualidade da energia (por exemplo, evitando subtensões). Na Figura 2.83 ilustra-se um possível diagrama de ligações de um SMES com vista à protecção de uma carga sensível face a variações na tensão da rede. A função do sistema de controlo será a de manter um valor de tensão constante no condensador C_d .

A Tabela 2.22 ilustra alguns dos principais projectos encontrados na literatura, já concluídos.

2.3.5.6. Conclusões

Ao longo desta secção apresentou-se o conceito de armazenamento de energia em electromagnetos supercondutores ou SMES. Apesar da nomenclatura, armazenamento de energia, os SMES são mais correctamente encarados como dispositivos de potência. A interface entre estes dispositivos e a rede envolve sempre um sistema condicionador de potência, cujas configurações alternativas também foram apresentadas. Actualmente verifica-se a tendência de desenvolvimento de dispositivos baseados em materiais SAT, na gama dos μ SMES, essencialmente por questões relacionadas com a criogenia, pese embora o facto de, em grande parte dos projectos encontrados, as temperaturas de operação se situarem abaixo dos 20 K. Este facto pode levar ao advento da utilização do MgB_2 , dada a sua baixa anisotropia, custo relativo e facilidade de fabricar condutores.

Existem naturalmente aspectos relacionados com os SMES que não foram abordados neste documento, como por exemplo a protecção dos dispositivos face a amortecimentos indesejados, em que se pode libertar subitamente a energia armazenada. Pese embora a importância destes temas, entende-se que ultrapassam o âmbito da dissertação.



a) Aspecto de um módulo D-SMES (Abel, 1999).



b) Representação da bobina supercondutora no crióstato (fonte: www.raabassociates.org/Articles/Roundtable_Howe_11-16-01.ppt).

Figura 2.82: Unidade D-SMES.

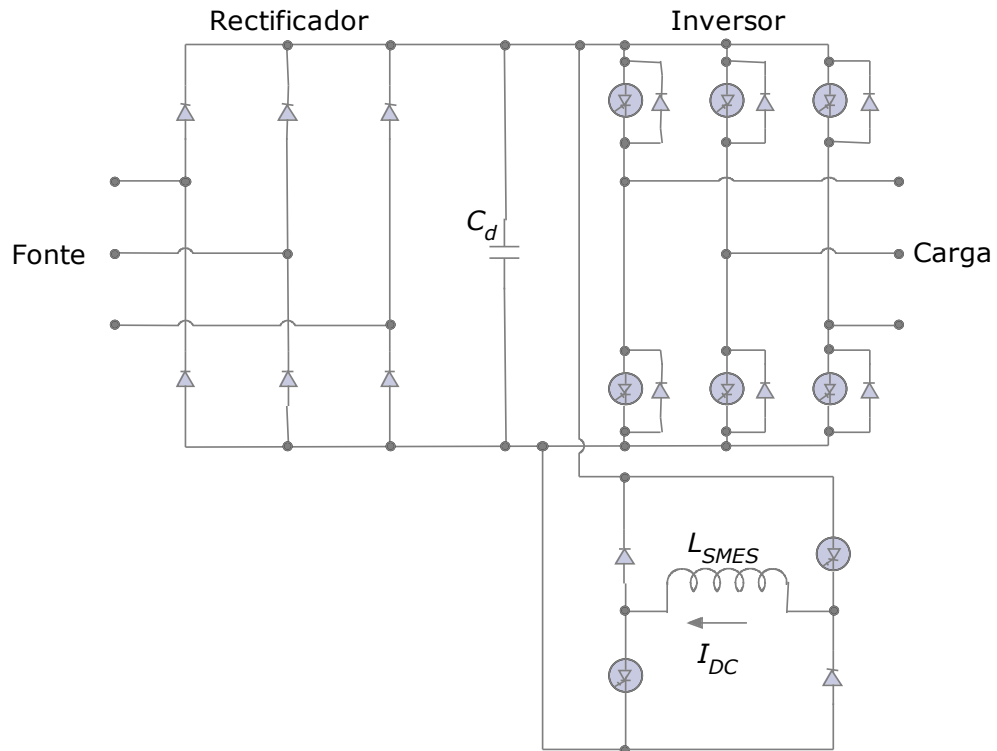


Figura 2.83: Exemplo de protecção de uma carga sensível com um SMES, através de um esquema com um *chopper*.

Consórcio ou grupo	País	Potência/ Energia	SAT	Geometria do magneto	T [K]	Referência
Universidade Nacional de Seul; Universidade Politécnica da Coreia	Coreia do Sul	Não especificado	Bi-2223	Toroidal, 16 módulos, duas panquecas duplas por módulo, 436 m por módulo	20 – 30	(Kim, et al., 2005)
SUPRATECS Research Centre (Universidade de Liège)	Bélgica	Não especificado	Bi-2223	Solenóide, uma panqueca com 350 m	17,2	(Fagnard, et al., 2006)
Inst. of Superconductivity (Univ. de Bar- Ilán); Israel Electric Corp.	Israel	44 kW/1,5 kJ ou 22 kW/0,75 kJ	Bi-2223	Solenóide com núcleo ferromagnético <i>pot-core</i> , 8 panquecas duplas	64 ou 77	(Friedman, et al., 2003)
Inst. of Electrical Eng. (Academia Chinesa de Ciências); Univ. de Southampton; Korea Basic Science Inst.	China/ Inglaterra/ Coreia do Sul	30 kJ	Bi-2223	Solenóide, 14 panquecas duplas empilhadas, 2800 m de fita	10	(Wang, et al., 2008)
ACCEL Instruments GmbH; AEG SVS GmbH; EUS GmbH; E.ON Bayern AG	Alemanha	20 kVA/150 kJ	Bi-2223	Solenóide, 20 panquecas empilhadas, cada uma com 1000 m de fita	77	(Kreutz, et al., 2003)
Korea Electrotechnology Research Inst.; Korea Inst. of Machinery and Materials; Univ. Nacional de Seul; Universidade Nacional de Changwong	Coreia do Sul	600 kJ	Bi-2223	Solenóide, 22 panquecas duplas empilhadas, 11 km de fita	5	(Seong, et al., 2008)
CNRS-Institut Néel/G2Elab; Nexans	França	800 kJ ^a	Bi-2212	Solenóide, 26 panquecas	20	(Tixador, et al., 2008)
Applied Superconductivity Laboratory (Academia Chinesa de Ciências)	China	500 kVA/1 MJ	Bi-2223	Solenóide, 44 panquecas duplas empilhadas, 16,4 km de fita	4,2	(Xiao, et al., 2008)
Chubu Electric Power Co.; Toshiba Corporation	Japão	1 MVA/ 1 MJ	Bi-2212 ^b	Solenóide, 18 panquecas empilhadas,	5	(Shikimachi, et al., 2005)

^a SMES para canhão electromagnético.

^b Cabo Rutherford.

Tabela 2.22: Lista de μ SMES construídos com supercondutores de alta temperatura.

2.4 Motores e Geradores Eléctricos com Supercondutores de Alta Temperatura

2.4.1 Introdução

O motivo que subjaz à utilização de materiais supercondutores de alta temperatura (SAT) em máquinas eléctricas prende-se com as características destes que potencialmente os tornam, em determinadas aplicações, vantajosos face aos condutores e magnetos permanentes convencionais. De entre estas propriedades são apontadas a capacidade de condução de densidades de corrente elevadas (como visto, até 10^4 A/cm² a 77 K e 5 T, no caso dos condutores 2G) e consequente geração de densidades de fluxo identicamente elevadas no ar circundante.

A potência mecânica de qualquer motor electromagnético rotativo, P_{mec} , pode ser expressa como (Vajda, Szalay, Gobl, Meerovich, & Sokolovsky, 1999):

$$P_{mec} \propto B_m \cdot A_{est} \cdot N \cdot V \quad (2.93)$$

onde B_m é a amplitude da densidade de fluxo no entreferro, A_{est} é a amplitude da carga linear específica do estator, N é a velocidade da máquina e V o seu volume activo. Os materiais ferromagnéticos utilizados nos motores convencionais limitam tipicamente a densidade de fluxo a cerca de 1,2 T, devido à saturação. Por outro lado, a corrente é limitada não só pela capacidade dos condutores dissiparem a energia produzida por efeito de Joule, como pelo espaço disponível para os mesmos. Em certos casos, pretende-se que a utilização de SAT permita a obtenção de densidades de fluxo mais elevadas, dispensando o ferro. Por outro lado, ao possibilitarem a condução de correntes mais elevadas em menor secção, com perdas inferiores, são ultrapassados os problemas de dissipação de calor e as restrições de espaço disponível.

Em (Malozemoff, Maguire, Gamble, & Kalsi, 2002) é apresentada uma comparação entre a potência específica de um motor convencional, P_{conv} , e de uma máquina com SAT sem ferro, P_{sat} . De acordo com os autores, numa máquina convencional tem-se

$$P_{conv} \propto r^2 L \quad (2.94)$$

onde r é o raio do entreferro e L o comprimento axial activo da máquina. Numa máquina com SAT e núcleo de ar, pode aumentar-se a densidade de fluxo com o raio do motor, levando a

$$P_{sat} \propto r^4 L \quad (2.95)$$

O andamento qualitativo destas duas potências está representado na Figura 2.84, onde se torna evidente que a partir de um certo valor, para um mesmo volume se obtém maior potência específica num motor com SAT e sem ferro do que num motor convencional.

A utilização de materiais SAT em máquinas eléctricas pode ainda apresentar vantagens, não directamente relacionadas com a potência específica ou com o rendimento, mas dizendo respeito às características específicas dos materiais, como o seu diamagnetismo e ancoramento de fluxo, e consequente levitação electromagnética estável.

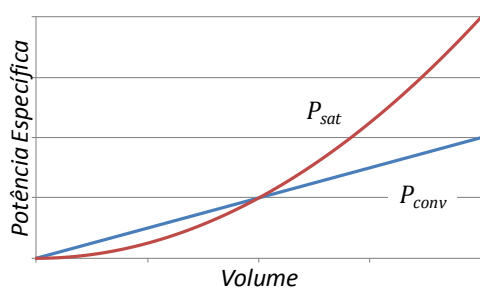


Figura 2.84: Representação qualitativa da potência específica num motor convencional, P_{conv} , e num motor supercondutor sem ferro, P_{sat} , em função do volume do dispositivo.

De seguida são apresentadas várias aplicações de materiais SAT em máquinas eléctricas, fazendo-se, sempre que possível ou se justifique, uma comparação de desempenho com máquinas convencionais equivalentes.

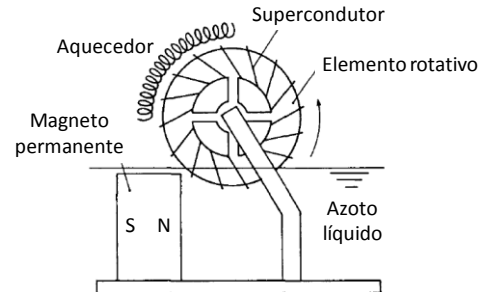
2.4.2 Motores Exclusivamente Supercondutores: Motor Meissner

O motor Meissner (Takeoka, Ishikawa, Suzuki, Niki, & Kuwano, 1989) apresenta-se aqui como curiosidade, dado ser apenas um dispositivo demonstrador do diamagnetismo dos supercondutores e não ter aplicação prática. É um motor simples, baseado, naturalmente, no efeito Meissner. O motor está representado na Figura 2.85 e é constituído por um elemento rotativo, parcialmente mergulhado em azoto líquido, onde são encastrados 16 discos de YBCO, orientados em ângulos de 30° com a direcção radial. É colocado um magneto permanente na proximidade do local onde os discos mergulham no azoto líquido. Um disco, ao submergir no azoto, é arrefecido, passando ao estado supercondutor. Nessa altura, e devido ao efeito Meissner, é expulso da zona onde se faz sentir o campo, dando lugar aos próximos discos, ainda no estado normal, acabando por sair do azoto. Os discos são aquecidos no exterior, de forma a acelerarem a sua passagem ao estado normal e poderem penetrar facilmente no seio do campo magnético.

Com este demonstrador consegue-se uma baixa velocidade de rotação, com um máximo de 40 rpm. Este valor é condicionado pela potência de saída do aquecedor e pelo nível de azoto líquido. O

binário máximo obtido é de 0,66 gf·cm, embora os autores prevejam um máximo teórico de 5,0 gf·cm. Pelo exposto, conclui-se que o motor Meissner é assim um motor termoelectrico.

Figura 2.85: Representação esquemática do motor Meissner, adaptado de (Takeoka, Ishikawa, Suzuki, Niki, & Kuwano, 1989).



2.4.3 Máquina Homopolar

O princípio construtivo do motor homopolar básico (máquina concebida por Michael Faraday, razão porque recebeu o nome de disco de Faraday), ou acíclico, consiste num disco condutor de raio R mergulhado num campo magnético uniforme, como representado na Figura 2.86.a). Aplicando uma tensão contínua entre o seu eixo e a periferia do disco, de modo que surja no circuito uma corrente I , desenvolvendo-se um binário electromagnético dado por

$$T_{em} = \int_0^R I B r dr = \frac{I B R^2}{2} \quad (2.96)$$

A máquina pode ser usada também como gerador. Nesse caso, o campo eléctrico induzido por se ter um condutor em movimento no seio de um campo magnético é dado por

$$\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.97)$$

onde \mathbf{v} é a velocidade linear de módulo $v = \omega r$. A tensão induzida em vazio, disponível nas escovas, será então

$$U_0 = \int_0^R B \omega r dr = \frac{\omega B R^2}{2} \quad (2.98)$$

A configuração em disco não é a utilizada na prática, por restrições de ordem mecânica, nomeadamente atrito nas escovas e esforços centrífugos. Utiliza-se, ao invés, uma configuração em tambor (Nasar, 1984), como representado na Figura 2.86.b). Neste caso, as equações (2.96) e (2.98) alteram-se para

$$T_{em} = I B R L \quad (2.99)$$

$$U_0 = \omega BRL \quad (2.100)$$

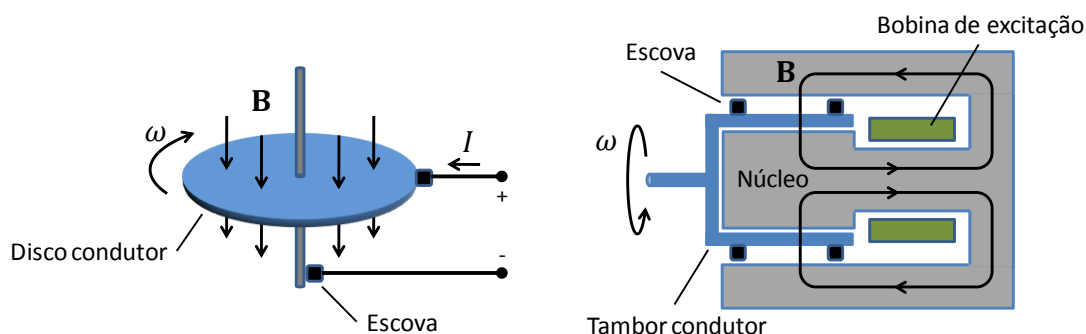
onde L é a distância entre escovas.

A presença de ferro, e consequente saturação, limita a densidade de fluxo. Desta forma, podem-se utilizar supercondutores nos enrolamentos de excitação de máquinas homopolares, construindo máquinas de núcleo de ar em que se podem atingir densidades de fluxo que não são limitadas pela saturação do ferro. Por outro lado, estas máquinas, pelo seu princípio de funcionamento, são geralmente de corrente elevada (10^4 a 10^5 A) e tensão baixa (10 a 10^2 V) (Aliyevsky, Bazarnov, Oktyabrsky, Popov, Sherstuk, & Shopen, 1992). Assim, a produção de densidades de fluxo elevadas permite reduzir a corrente, o que também tem implicações a nível das escovas. Podem ser utilizados colectores de metal líquido, capazes de operar a maiores densidades de corrente, velocidades de rotação e maior tempo de vida que os sólidos (Waltman & Superczynski, 1995), (McCulloch, 2002). Pelo facto de não terem dentes e cavas, os motores homopolares não apresentam ondulação (*ripple*) de binário, sendo assim silenciosos e atractivos em aplicações militares de propulsão marítima.

Um motor homopolar com enrolamentos de excitação feitos em fita Bi-2223 foi construído e ensaiado pelo *Naval Surface Warfare Center*, em Annapolis, nos Estados Unidos da América, utilizando colectores de metal líquido (NaK). Os ensaios foram realizados em hélio e néon líquidos, com uma corrente de armadura de 30 kA. Em hélio líquido, a 4,2 K, com uma corrente de excitação de 120 A obteve-se uma potência mecânica de 125 kW. Em néon líquido, a 28 K, uma corrente de excitação de 70 A permitiu obter uma potência de 91 kW (Waltman & Superczynski, 1995), (Superczynski & Waltman, 1997). Estas fitas em Bi-2223 substituíram os fios supercondutores iniciais, em NbTi. O esquema inicial, utilizado na propulsão da embarcação de testes Jupiter II, contemplava um conjunto gerador/motor homopolares, ver Figura 2.87. O gerador era accionado por uma turbina a gás, produzindo energia eléctrica para o motor, de 300 kW (Superczynski & Waltman, 1997).

A empresa General Atomics³⁹ está a levar a cabo o desenvolvimento de um motor homopolar, também para propulsão marítima (Thome, Creedon, Reed, Bowles, & Schaubel, 2002). O dispositivo, a escala reduzida, tem uma potência de 3,7 MW a 500 rpm, sendo que potência do motor a escala completa está dimensionada para 20 a 30 MW. Os parâmetros de projecto do protótipo de 3,7 MW são uma tensão de 145 V, corrente máxima de 26 kA, campo médio no rotor de 2 T, campo máximo do supercondutor de 5,8 T e um rendimento de cerca de 97%.

³⁹ <http://www.ga.com/index.php>



a) Representação esquemática do motor homopolar em disco. **B** tem sentido axial.

b) Corte de um motor homopolar em tambor. **B** tem sentido radial.

Figura 2.86: Motor homopolar.

O motor encontra-se representado na Figura 2.88, e, embora esteja actualmente a ser construído com bobinas de NbTi, operando a 4,5 K, estas serão substituídas posteriormente por fita SAT, quando as condições técnicas e económicas forem favoráveis.

2.4.4 Máquina Síncrona

Os materiais SAT são utilizados em máquinas síncronas na constituição dos enrolamentos de excitação, permitindo obter densidades de fluxo superiores às conseguidas com enrolamentos convencionais. Isto deriva do facto dos supercondutores apresentarem perdas virtualmente nulas em corrente contínua. Em regra, o circuito de excitação não apresenta escovas.

A companhia American Superconductor⁴⁰ tem estado activamente envolvida na construção de motores síncronos com supercondutores nos enrolamentos de excitação. São utilizados enrolamentos em Bi-2223 no rotor, tal como representado na Figura 2.89. A American Superconductor fabricou motores de potência moderada e de velocidade mais elevada que a utilizada em propulsão marítima (o objectivo final do desenvolvimento destes motores), nomeadamente de 1,5 e 3,7 kW (Joshi, Prum, Schiferl, & Driscoll, 1995), com núcleo de ferro, e de 93, 746 e 3730 kW, com núcleo de ar. Nestes últimos, há apenas uma culatra envolvendo o estator e não existem dentes, para evitar a saturação. A Tabela 2.23 apresenta uma relação dos motores síncronos de alta velocidade desenvolvidos pela American Superconductor.

⁴⁰ <http://www.amsc.com/>

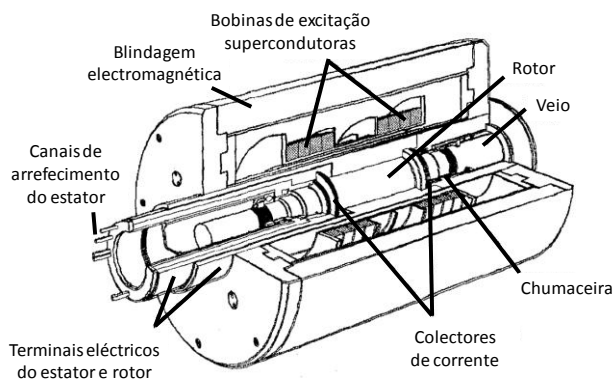


Figura 2.87: Motor homopolar desenvolvido pelo *Naval Surface Warfare Center*. Adaptado de (Superczynski & Waltman, 1997).

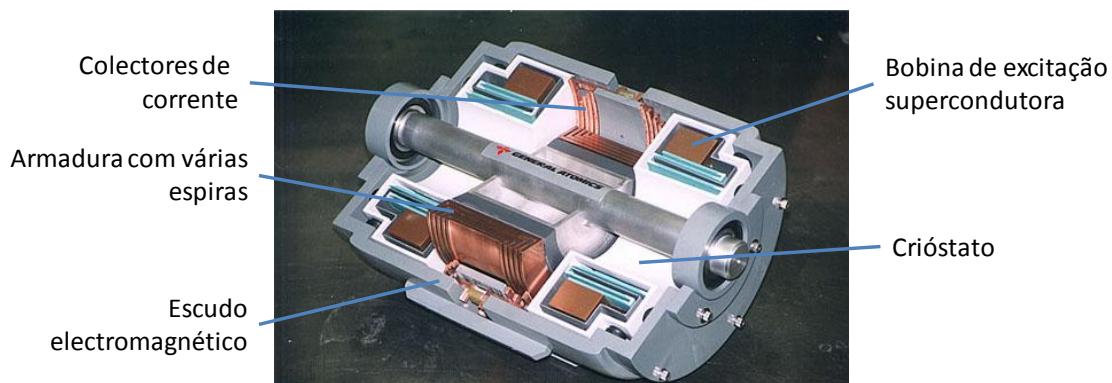
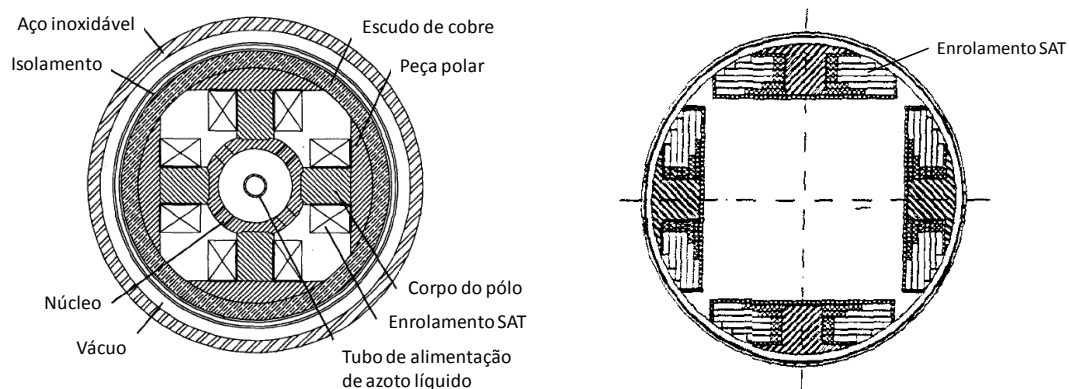


Figura 2.88: Motor homopolar da General Electric (fonte: <http://atg.ga.com/EM/defense/dc-motor/index.php>).

Esta empresa desenvolveu ainda motores síncronos de baixa velocidade, para aplicações de propulsão marítima, utilizando também Bi-2223 nos enrolamentos de excitação. O conceito deste tipo de motores está ilustrado na Figura 2.90. Ao contrário dos motores síncronos referidos anteriormente, para menores potências, neste tipo de aplicações os rotores já não são todos arrefecidos, mas apenas os enrolamentos supercondutores. Isto acontece porque, devido às dimensões dos dispositivos, os ciclos de arrefecimentos seriam muito extensos (Gieras, 2009). Foram desenvolvidos motores para dois valores de potência, 5 e 36,5 MW, cujas características se descrevem na Tabela 2.23. O motor de 36,5 MW é apresentado na Figura 2.91, juntamente com a sua comparação com um motor convencional de 21 MW.



a) Estrutura do rotor com núcleo de ferro. Adaptado de (Joshi, Prum, Schiferl, & Driscoll, 1995).

b) Estrutura do rotor com núcleo de ar. Adaptado de (Voccio, Gamble, Prum, & Picard, 1997).

Figura 2.89: Rotores de motores síncronos com supercondutores nos enrolamentos de excitação da American Superconductor.

Potência [hp] ^a	2	5	125	1000	5000
Potência [kW]	1,5	3,7	93	746	3730
Nº de pares de pólos	1	2	2	2	2
Velocidade de sincronismo [rpm]	3600	1800	1800	1800	1800
Alimentação [V]	230	230		4160	6600
Temperatura de operação [K]	77	77	25 - 30	33	35
Rendimento [%] ^b				97,1	97,7
Núcleo do rotor	Ferro	Ferro	Ar	Ar	Ar

^a 1 hp = 0,75 kW.

^b Inclui criogenia.

Tabela 2.23: Motores síncronos de alta velocidade desenvolvidos pela American Superconductor. Dados retirados de (Joshi, Prum, Schiferl, & Driscoll, 1995), (Voccio, Gamble, Prum, & Picard, 1997), (Aized, Gamble, Sidi-Yekhllef, & Voccio, 1999) e (Kalsi, 2002).

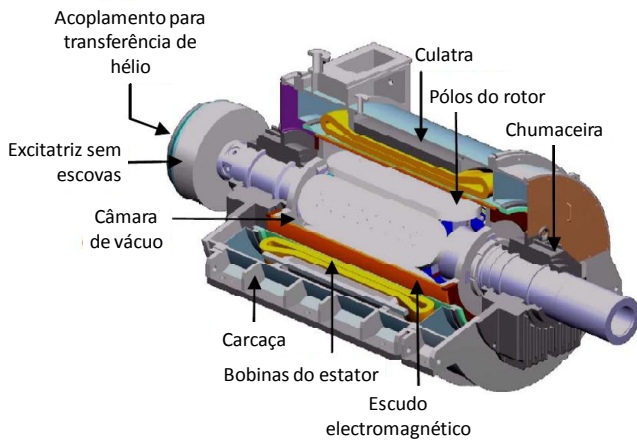


Figura 2.90: Esquema do motor síncrono para propulsão marítima da American Superconductor. Adaptado de (Kalsi, Gamble, Snitchler, & Ige, 2006).

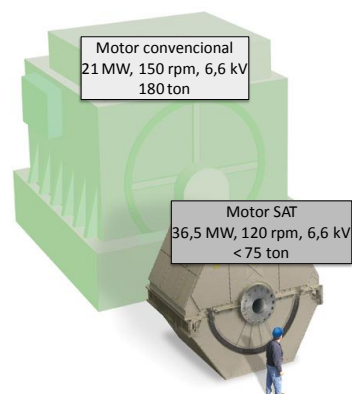
Potência [MW]	Nº de pares de pólos	Velocidade de sincronismo [rpm]	Alimentação [kV]	Temperatura de operação [K]	η^a [%]	Peso ^a [ton]
5	3	230	4,164	32	96	23
36,5	8	120	6	32	97	75

^a Inclui criogenia.

Tabela 2.24: Motores síncronos de baixa velocidade desenvolvidos pela American Superconductor. Dados retirados de (Kalsi, Gamble, Snitchler, & Ige, 2006) e (Buck, Hartman, Ricket, Gamble, MacDonald, & Snitchler, 2007).



a) Motor durante os ensaios. Adaptado de (Buck, Hartman, Ricket, Gamble, MacDonald, & Snitchler, 2007).



b) Comparação entre motores síncronos convencional e supercondutor. Retirado e adaptado de <http://www.amsc.com/>.

Figura 2.91: Motor síncrono supercondutor de 36,5 MW da American Superconductor.

A Organização de Desenvolvimento de Novas Energias e Tecnologia Industrial do Japão (*New Energy and Industrial Technology Development Organization, NEDO*⁴¹) visa a produção de motores síncronos com enrolamentos exclusivamente SAT na gama de megawatt (Iwakuma, et al., 2007). Para tal, tem vindo a desenvolver motores de gama mais baixa mas ainda só com enrolamentos SAT na excitação. O material utilizado é fita revestida a YBCO, isto é, de segunda geração. Na Figura 2.92 apresentam-se motores de 15 e 7,5 kW, desenvolvidos por essa organização. Na Tabela 2.25 são descritas as características de ambos os motores.

Na Coreia do Sul, foram desenvolvidos motores síncronos com SAT no âmbito do programa DAPAS (*Development of Advanced Power system by Applied Superconductivity technologies*). Na sua fase I (2001-2004) foi desenvolvido um motor de 100 hp e na fase II (2004-2007), um motor de 1 MW (Kwon, et al., 2007). Na última fase pretende-se desenhar motores para propulsão marítima de 5 e 20 MW. Ambas as máquinas das fases I e II utilizam fita Bi-2223 nos enrolamentos de excitação, colocados no rotor. As máquinas são de núcleo de ar, apresentando a carcaça como blindagem magnética. A máquina da fase II está representada na Figura 2.93, descrevendo-se as características de ambas na Tabela 2.26.



a) Motor de 15 kW. Retirado de (Iwakuma, et al., 2007).



b) Rotor do motor de 7.5 kW. Retirado de (Iwakuma M. , et al., 2008).



c) Pormenor do rotor com bobinas supercondutoras do motor de 7.5 kW. Retirado de (Iwakuma M. , et al., 2009).

Figura 2.92: Motores síncronos desenvolvidos pela NEDO.

⁴¹ <http://www.nedo.go.jp/english/>

Potência [kW]	Nº de pares de pólos	Velocidade de sincronismo [rpm]	Alimentação [V/Hz]	Temperatura de operação [K]	Arquitectura
7.5	3	360	400/18	40	Rotor com núcleo de ar
15	4	360	360/24	20 - 30	Núcleo de ferro com armadura girante

Tabela 2.25: Características dos motores síncronos desenvolvidos pela NEDO. Dados retirados de (Iwakuma, et al., 2007) e (Iwakuma M. , et al., 2008).

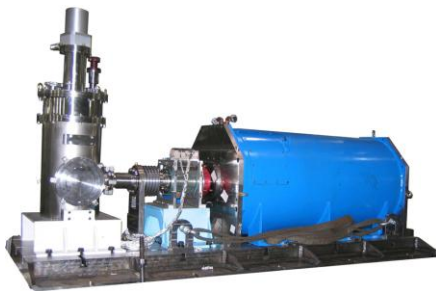


Figura 2.93: Máquina síncrona de 1 MW desenvolvida na fase II do programa DAPAS. Retirado de (Kwon, et al., 2008).

A Siemens implementou duas máquinas síncronas, uma de 400 kW e outra de 4 MVA. As máquinas têm núcleo de ferro embora sem dentes, para não haver saturação nestas peças, sendo os enrolamentos de excitação fabricados em Bi-2223 (Nick, et al., 2002). A máquina de 400 kW foi utilizada tanto na configuração de motor, ligada directamente à rede ou a um inversor, como de gerador, accionada por um motor de corrente contínua, e verificando-se na sua saída uma distorção harmónica total inferior a 0,15 % (Frank, Frauenhofer, van Hasselt, Nick, Neumüller, & Nerowski, 2003). Quanto à máquina de 4 MVA, esta foi desenhada com o propósito de funcionar como gerador em aplicações marítimas. Estas máquinas estão representadas na Figura 2.94 e as suas características são descritas na Tabela 2.27.

Potência [kW]	Potência [hp] ^a	Nº de pares de pólos	Velocidade de sincronismo [rpm]	Alimentação [V]	Temperatura de operação [K]	Núcleo
75	100	2	1800	380	30	Ar
1000	1341	1	3600	3300	30	Ar

^a 1 hp = 0,75 kW.

Tabela 2.26: Características dos motores síncronos desenvolvidos nas fases I (75 kW) e II (1 MW) do programa DAPAS. Dados retirados de (Kwon, et al., 2005) e (Kwon, et al., 2008).



a) Motor/gerador de 400 kW. Retirado de (Nerowski, Frauenhofer, Ries, Nick, & Neumüller, 2004)



b) Gerador de 4 MVA. Fonte: http://a1.siemens.com/innovation/pool/en/publikation/en/publications_pof/pof_spring_2006/motors_articles/superconducting_generators/article.pdf

Figura 2.94: Máquinas síncronas supercondutoras desenvolvidas pela Siemens.

Potência	Nº de pares de pólos	Velocidade de sincronismo [rpm]	Alimentação [V]	Temperatura de operação [K]	η [%] ^a	Núcleo
400 kW	2	1500	400	25	96,8	Ar
4 MVA	1	3600	6600	25-30	98,7	Ar

^a Inclui criogenia.

Tabela 2.27: Características das máquinas síncronas desenvolvidas pela Siemens. Retirado de (Frank, et al., 2006).

No gráfico da Figura 2.95 apresenta-se a relação entre rendimento e potência de algumas das máquinas síncronas apresentadas, incluindo a contribuição da criogenia. Apresenta-se, para comparação, o rendimento típico de máquinas síncronas convencionais de alta velocidade. É evidente a melhoria de rendimento nas máquinas síncronas de alta velocidade com SAT na excitação, face às convencionais. Relativamente às máquinas de baixa velocidade, para os exemplos apresentados, os equivalentes convencionais apresentam, tipicamente, rendimentos superiores a 96% (Beaty & Kirtley, 1998). Deste modo, não é no rendimento que estas máquinas são vantajosas, mas sim, tal como referido anteriormente, na redução de volume e peso, que pode ser superior a um factor de dois.

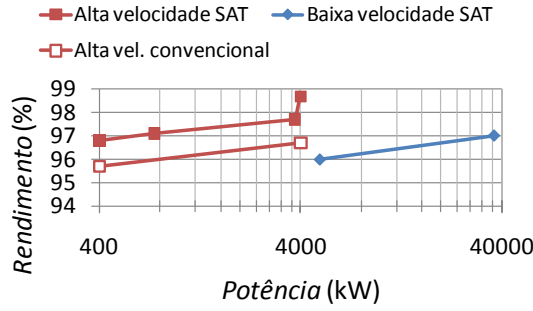


Figura 2.95: Rendimentos de máquinas síncronas com SAT de alta (1500-3600 rpm) e baixa (120-230) velocidade. Comparação com valores típicos de rendimento de máquinas síncronas convencionais de alta velocidade, cujos valores foram retirados de (Beaty & Kirtley, 1998).

2.4.5 Motor de Relutância

O motor de relutância pode ser encarado como um motor síncrono de pólos salientes sem excitação contínua. O binário deste motor depende, como o próprio nome indica, da relutância do seu circuito magnético, função da posição angular do rotor. Este motor apresenta um binário reduzido, quando comparado com o motor síncrono, sendo geralmente monofásico ou de potência fraccionada (Guru & Hiziroğlu, 2001). Contudo, apresenta algumas vantagens, como por exemplo, ausência de enrolamentos ou magnetos permanentes no rotor; rotor com momento de inércia reduzido, permitindo uma elevada taxa de aceleração; máquina sem escovas, logo, de manutenção reduzida; e robustez, pela simplicidade do rotor, e assim adequado a operação a alta velocidade (Krishnan, 2001).

Considere-se como exemplo o motor de relutância sem saliências no estator da Figura 2.96. A variação da relutância vista pelo enrolamento do estator, \mathcal{R} , com o ângulo de rotação, θ , é dada por

$$\mathcal{R}(\theta) = \frac{1}{2}(\mathcal{R}_d + \mathcal{R}_q) + \frac{1}{2}(\mathcal{R}_d - \mathcal{R}_q) \cos(2\theta) \quad (2.101)$$

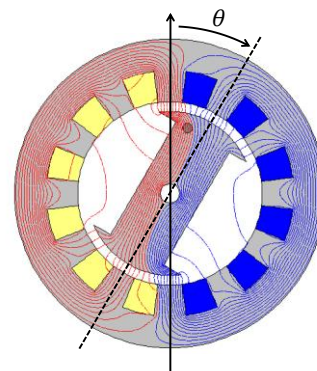
onde \mathcal{R}_d é a relutância correspondente ao eixo directo, isto é, para $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$, e \mathcal{R}_q é a relutância correspondente ao eixo em quadratura, isto é, para $\theta = \pm \pi/2$. Sendo o coeficiente de auto-indução do enrolamento do estator dado por $L(\theta) = N^2/\mathcal{R}(\theta)$, então resulta

$$L(\theta) = \frac{1}{2}(L_d + L_q) + \frac{1}{2}(L_q - L_d) \cos(2\theta) \quad (2.102)$$

onde N é o número de espiras do estator, e L_d e L_q os coeficientes de auto-indução correspondentes aos eixos directo e em quadratura respectivamente. O binário desenvolvido, T , é dado por

$$T(\theta) = \frac{1}{2}i^2 \frac{dL}{d\theta} = \frac{1}{2}i^2(L_d - L_q) \sin(2\theta) \quad (2.103)$$

Figura 2.96: Motor de relutância sem saliências no estator.



O binário depende assim do termo $(L_d - L_q)$. Quanto maior for a diferença entre os coeficientes de auto-indução directo e em quadratura, ou, de forma equivalente, quanto maior for a diferença $(\mathcal{R}_q - \mathcal{R}_d)$, maior será o binário desenvolvido. De forma a se dilatar esta diferença de relutâncias, pode adoptar-se uma configuração alternativa em que o rotor é constituído por materiais magnéticos e não magnéticos intercalados (Kovalev, et al., 2003). Consegue-se assim bloquear o fluxo de dispersão transversal canalizando em simultâneo o fluxo longitudinal, ou, equivalentemente, aumentar a relutância transversal e diminuir a longitudinal. Este tipo de dispositivos designa-se por motor de relutância composto ou em zebra. No caso de motores de relutância com SAT, substituem-se os elementos não magnéticos por estes materiais, sob a forma de YBCO ou BSCCO maciços (Kovalev, et al., 2003), tal como representado na Figura 2.97.

Um consórcio com parceiros russos e alemães, composto, entre outros, pelo Instituto de Aviação de Moscovo⁴², pelo Instituto de Tecnologia Fotónica⁴³ de Jena, Alemanha, e pela empresa de motores eléctricos Oswald⁴⁴, desenvolveu motores de relutância supercondutores para uma variada gama de potências, na ordem de fracções ou de alguns quilowatts (Kovalev, et al., 2003), mas também de 25, 100 e 200 kW (Oswald, et al., 2005). Estes motores são arrefecidos a azoto líquido, não sendo os dados da criogenia contabilizados no rendimento. Contudo, de acordo com os autores, os ganhos face a motores convencionais verificam-se ao nível da densidade de potência, três a cinco vezes superior ao de máquinas síncronas ou de relutância convencional, para a gama de 5-10 kW (Kovalev, et al., 1999). O motor de 200 kW está representado na Figura 2.98, e as características de alguns dos motores construídos estão descritas na Tabela 2.28. Na Figura 2.99 apresenta-se o rotor de um motor de relutância de quatro pólos, desenvolvido pelo consórcio, sendo visíveis as peças supercondutoras utilizadas para bloquear o fluxo transversal.

⁴² <http://www.mai.ru/english/>

⁴³ <http://www.ipht-jena.de/en.html>

⁴⁴ <http://www.oswald.de/index.php?id=2&L=1>

2.4.6 Motor de Histerese

O princípio de funcionamento do motor de histerese aproveita um fenómeno que, em regra, se pretende minimizar nos outros tipos de motores, e que são as perdas energéticas por histerese em materiais ferromagnéticos. Este tipo de motores é utilizado principalmente em aplicações de potência fraccionada (Gottlieb, 1994).

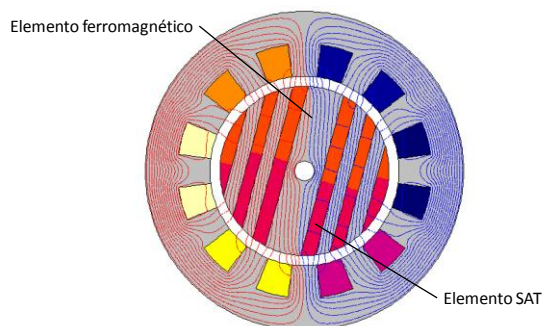
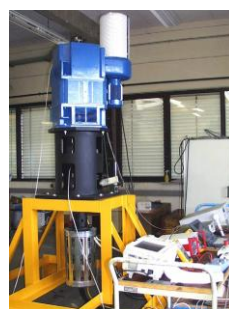


Figura 2.97: Motor de relutância trifásico SAT. Os elementos SAT bloqueiam a passagem de fluxo magnético, enquanto que os ferromagnéticos o canalizam. A gradação de cor representa a densidade de corrente, desde o mínimo negativo (amarelo) até ao máximo positivo (azul).



a) Estator (convencional) e rotor com elementos SAT.



b) Instalação para ensaio experimental do motor. Não é mostrado o reservatório de azoto líquido.

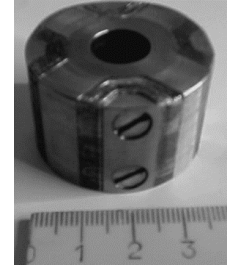
Figura 2.98: Motor de relutância supercondutor de 200 kW. Imagens retiradas de (Oswald, et al., 2005).

Potência (kW)	Nº de pares de pólos	Velocidade de sincronismo (rpm)	Alimentação (V)	Temperatura de operação (K)	η (%) ^a	$\cos \varphi$
25	1	3000	300	77	85	0,78
100	1	3000	220	77	90	0,8
200	1	3000	590	77	> 90	0,5 - 0,7

^a Não inclui criogenia.

Tabela 2.28: Características de alguns motores de relutância desenvolvidos pelo consórcio russo-alemão. Retirado de (Kovalev, et al., 2003) e (Oswald, et al., 2005).

Figura 2.99: Motor de relutância supercondutor de quatro pólos. São visíveis as peças em BSCCO, bloqueadoras de fluxo. Retirado de (Kovalev, et al., 2002).



O rotor do motor de histerese convencional é constituído por um material ferromagnético duro, de elevada coercividade (como por exemplo a liga de Fe-Cr-Co, designada Chromindur II, com 32 kA/m (Lide, 2004)), o que lhe confere um ciclo de histerese de área elevada. Num motor de histerese convencional, o campo girante do estator magnetiza o rotor, induzindo-lhe na sua periferia o mesmo número de pólos magnéticos que possui. O elevado ciclo de histerese do rotor faz com que a densidade de fluxo no rotor esteja atrasada relativamente à força magnetomotriz do estator. Os eixos magnéticos do estator e rotor ficam então desfasados de um ângulo δ . Da interacção entre estes campos resulta um binário que tende a alinhar os pólos, designado por binário de histerese, T_H , dado por (Bandyopadhyay, 2007)

$$T_H = f \frac{K_h B_{\text{máx}}^\nu}{\omega_s} \quad (2.104)$$

onde $B_{\text{máx}}$ é a densidade de fluxo máxima no rotor, ν é um expoente que descreve a forma do ciclo de histerese (tipicamente $1,2 < \nu < 2,6$), K_h é uma constante relacionada com as propriedades magnéticas do material, f é a frequência das tensões do estator e ω_s é a velocidade de sincronismo do campo girante do estator. O binário de histerese é assim constante e independente da velocidade do rotor. O termo $K_h B_{\text{máx}}^\nu$ representa a área do ciclo de histerese do material, pelo que, quanto maior for esta, maior será o binário associado. Resta referir que, devido ao campo criado pelas correntes de Foucault no regime subsíncrono, ao binário de histerese acresce um binário de Foucault, que se anula no sincronismo (Guru & Hiziroğlu, 2001).

Os supercondutores do tipo II, em que os SAT se inserem, apresentam histerese quando sujeitos a campos magnéticos variáveis no tempo, devido ao ancoramento de fluxo. Desta forma, podem ser aplicados directamente na construção de motores de histerese supercondutores, devendo apresentar o eixo cristalino c na direcção radial. Os materiais SAT, quando comparados com materiais ferromagnéticos convencionais, apresentam ciclos de histerese mais largos (Muta, Jung, Hirata, Nakamura, Hoshino, & Konishi, 2001), pelo que é de esperar um potencial incremento na densidade de potência destes motores. Sendo R o raio do rotor, L o seu comprimento axial e $B_{\text{máx}}$ a amplitude

da densidade de fluxo na periferia do rotor, então o binário desenvolvido por esta máquina é (Barnes, Dew-Hughes, & McCulloch, 2000)

$$T = \frac{4}{3}LR^3J_cB_{\text{máx}}I_n(k) \quad (2.105)$$

onde J_c é a densidade crítica de corrente do material, e k caracteriza o grau de penetração de fluxo na manga rotórica supercondutora, dada pelo modelo de estado crítico de Bean,

$$k = \frac{B_{\text{máx}}}{\mu_0J_cR} \quad (2.106)$$

A grandeza adimensional $I_n(k)$, $0 \leq I_n(k) \leq 1$, quantifica a dependência entre binário e penetração de fluxo de fluxo. $I_n(k)$ será nulo se não houver penetração de fluxo, e, consequentemente, binário. Assim, se as correntes de blindagem forem suficientemente elevadas para expulsar a densidade de fluxo do interior do material SAT, não existirá rotação. Consequentemente, o estado Meissner não permite a operação do motor de histerese.

O mesmo consórcio russo-alemão referido na secção de motores de relutância construiu e testou uma série de motores de histerese supercondutores de baixa potência, nomeadamente 100, 300, 500 e 1000 W, funcionando a 50 Hz (Kovalev, et al., 1998) em azoto líquido e com manga rotórica em YBCO texturado por fusão.

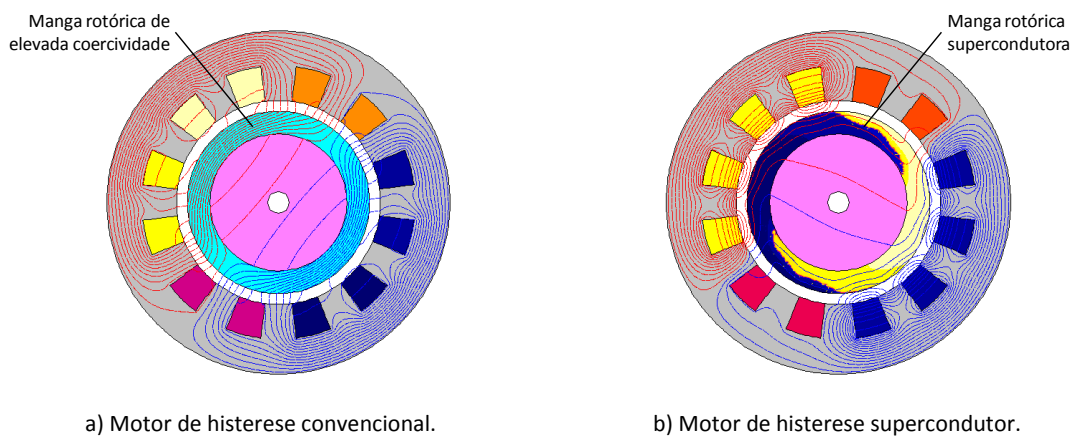


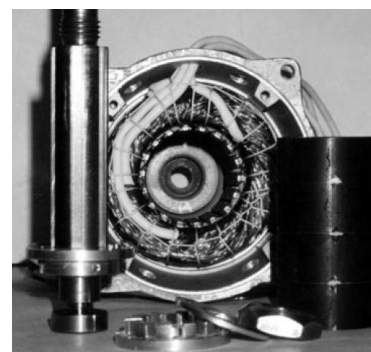
Figura 2.100: Motores de histerese convencional e supercondutor. O material que faz a união entre a manga rotórica e o veio (a rosa) é não magnético. A gradação de cor representa a densidade de corrente, desde o mínimo negativo (amarelo) até ao máximo positivo (azul).

O motor de potência mais elevada construído foi de 4 kW, operando a 400 Hz, isto é, com uma velocidade síncrona de 24.000 rpm. Este motor está representado na Figura 2.101. Segundo os autores, a potência específica dos motores de histerese supercondutores é três a cinco vezes superior à dos convencionais (Kovalev, et al., 2000).

Outro tipo de motor, classificado pelos seus autores como motor de indução SAT, por usar a estrutura de gaiola de esquilo do motor de indução clássico, foi construído e testado por um grupo Coreano (Sim, Lee, Cha, & Lee, 2004). O motor substitui os condutores da gaiola de esquilo, barras e anéis, por fitas Bi-2223. Estas são dimensionadas de forma que no arranque sejam induzidas correntes elevadas nas mesmas, provocando eventualmente a extinção do estado supercondutor, e sendo gerado suficiente binário de arranque. Conforme o motor acelera, as correntes induzidas diminuem. Finalmente, e se o binário resistente for favorável, dá-se a situação de ancoramento de fluxo, funcionando o motor como uma máquina síncrona de magnetos permanentes. Isto traduz o funcionamento do motor de histerese supercondutor, daí se ter incluído esta máquina nesta secção, apesar da nomenclatura utilizada pelos autores. Caso o ancoramento não seja suficiente, o supercondutor fica numa situação de escoamento de fluxo, surgindo escorregamento.

Este motor foi comparado com uma máquina assíncrona de iguais dimensões, com quatro pólos, tensão de alimentação de 220 V e potência nominal de 750 W, apresentando-se a comparação de desempenhos nos gráficos da Figura 2.102. Como se pode observar, além do motor SAT apresentar rendimento e potência específica francamente superiores, existe uma zona de sincronismo, que naturalmente não é possível na máquina de indução clássica.

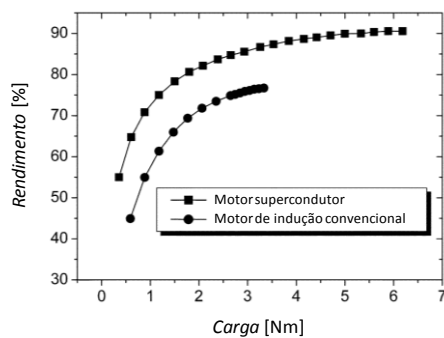
Figura 2.101: Motor de histerese supercondutor de 4 kW.
Retirado de (Kovalev, et al., 2000).



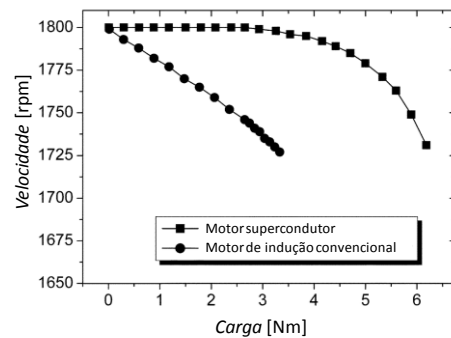
Os motores de histerese também podem surgir na configuração de fluxo axial, tendo sido desenvolvidos vários protótipos por variados grupos de investigação. O estator destes motores é convencional, trifásico, sendo o rotor constituído por um disco maciço em YBCO ou BSCCO, ver, por

exemplo, (Álvarez, Suárez, Cáceres, Granados, Pérez, & Ceballos, 2003), (Nakamura, Jung, Muta, & Hoshino, 2004), (Nakamura & Jung, 2006). Na Figura 2.103 representa-se um destes motores.

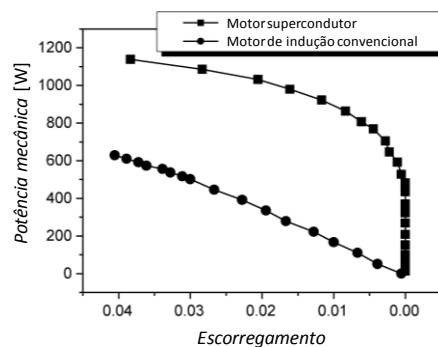
Finalmente, são também preconizados motores de histerese de fluxo axial em que as bobinas do estator também são supercondutoras maciças, como o motor bifásico descrito em (Álvarez, et al., 2002).



c) Característica rendimento-carga.



b) Característica velocidade-carga.



a) Característica potência mecânica-escorregamento.

Figura 2.102: Comparação entre as características do motor supercondutor em gaiola de esquilo e do motor de indução convencional. Adaptado de (Sim, Park, Lim, Cha, Ji, & Lee, 2003) e (Sim, Lee, Cha, & Lee, 2004).



Figura 2.103: Motor de histerese de fluxo axial, com dois semi-estatores para otimizar a distribuição de densidade de fluxo no entreferro. O rotor é composto por um disco maciço de Bi-2223. Retirado de (Nakamura, Jung, Fukui, Muta, & Hoshino, 2003).

2.4.7 Máquina com Magnetos de Fluxo Residual

Embora as máquinas que utilizem magnetos de fluxo residual se enquadrem nas exclusivamente supercondutoras, anteriormente referidas, o facto é que, uma vez o fluxo ancorado, o seu comportamento pode ser encarado como o de máquinas de magnetos permanentes, pelo que se entende assim fazer uma descrição separada. O rotor deste tipo de motores apresenta peças supercondutoras maciças em disco ou anel, sendo que este pode envolver um núcleo ferromagnético para aumentar a densidade de fluxo. Existem quatro formas de ancorar o fluxo nos supercondutores destes motores, nomeadamente (Jiang, Pei, Xian, Hong, & Coombs, 2008):

- Arrefecimento na presença de campo (*field cooling*): Faz-se por exemplo alimentando um dos enrolamentos do estator em corrente contínua, enquanto se arrefece o supercondutor, após o que o campo é retirado. Deste modo a densidade de fluxo que tem que se gerar, e que será ancorada, é menor, em cerca de metade, que a exigida em arrefecimento em campo nulo.
- Arrefecimento em campo nulo (*zero field cooling*): Após arrefecer o supercondutor, este é exposto a um campo externo que é aumentado, de forma a penetrar no material, e posteriormente retirado, de modo a ficar ancorado. O campo ancorado é inferior a metade do campo gerado.
- Magnetização por campo pulsado (*pulsed field magnetization*): Após o material estar no estado supercondutor, aplica-se um pulso de corrente muito elevado e breve (na ordem de alguns milissegundos) que cria a densidade de fluxo necessária. Isto pode ser feito numa bobina de muito menor secção que no caso anterior, sem causar aquecimento considerável por efeito de Joule, e geralmente consegue-se recorrendo à descarga da energia armazenada num banco de condensadores.
- Bombeamento de fluxo (*flux pumping*): Este método consiste em submeter o supercondutor a ondas de densidade de fluxo, o que tem como consequência que uma densidade mais elevada seja ancorada no material. Aplicando pulsos magnéticos sempre na mesma direcção, cada um induz correntes persistentes no material, que são adicionadas, magnetizando o material. Um método para a criação destas ondas magnéticas, baseado em ondas térmicas que alteram a permeabilidade de um magneto permanente e criam os pulsos, é descrito em (Coombs, Hong, & Zhu, 2008).

Os métodos mais generalizados são o arrefecimento na presença de campo e a magnetização por campo pulsado. O material utilizado para ancoramento de fluxo tem a forma conhecida como $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (RE-123), onde RE corresponde a terras raras (*rare earth*). Encontram-se na literatura

máquinas em que o elemento RE é ser ítrio (Y) ou gadolínio (Gd), embora o samário (Sm) também seja um potencial candidato, por razões a seguir referidas.

Um motor tetrapolar, formado por anéis de Y-123 envolvendo peças polares ferromagnéticas, foi desenvolvido no âmbito da rede Europeia Supermachines⁴⁵ (Granados, et al., 2006). Este motor, de potência fraccionada, está representado na Figura 2.104, e é magnetizado por arrefecimento na presença de campo.



Figura 2.104: Rotor do motor tetrapolar de fluxo residual. Os anéis de YBCO são visíveis envolvendo peças polares ferromagnéticas. Retirado de (Granados, et al., 2006).

As máquinas com magnetos de fluxo residual encontradas na literatura são essencialmente de fluxo axial, como por exemplo o motor descrito em (Tixador, Tempe, Gautier-Picard, Chaud, & Beaunon, 1997) e o gerador descrito em (Weinstein, Sawh, & Crapo, 1995), de potência modesta, ambos constituídos por oito cilindros de YBCO. No primeiro caso, o material é arrefecido em presença de campo, enquanto que no segundo se compara esta técnica com a magnetização por campo pulsado, obtendo-se maior potência desenvolvida no último caso (correspondendo a maior campo ancorado). Em (Miki, et al., 2006) é descrito um motor para propulsão marítima utilizando também oito cilindros, mas de Gd-123, magnetizados por pulsos, tendo estes uma duração de cerca de 5,5 ms e corrente de 1200 A, originando uma densidade máxima de 4,5 T. São propostas duas configurações, com um rotor simples ou duplo, tal como representado na Figura 2.105. Na Tabela 2.29 são descritas as características deste motor em ambas as configurações.

⁴⁵ Supermachines: Advanced Rotating Electrical Machines Exploiting High Temperature Superconducting Components, HPRN-CT-2000-00036.



a) Cilindros de Gd-123.



b) Rotor simples.



c) Rotor duplo.

Figura 2.105: Rotor do motor de fluxo residual em disco. Retirado de (Miki, et al., 2006).

Rotor	Potência [kW]	Velocidade máxima [rpm]	Campo ancorado médio [T]	Campo ancorado máximo [T]	Binário [N·m]
Simples	10	850	0,56	1,0	132,7
Duplo	16	760	0,35	0,7	212,3

Tabela 2.29: Características do motor de fluxo residual com cilindros de Gd-Ba-Cu-O. Retirado de (Miki, et al., 2006).

Por último, refira-se que utilizando samário na composição dos supercondutores se conseguem atingir elevados campos ancorados, por exemplo 9 T a 25 K, como referido em (Oka, et al., 2003). Este material apresenta assim potencialmente boas perspectivas na utilização de máquinas de fluxo residual, embora não se encontrem aplicações na literatura.

2.4.8 Máquinas Lineares Síncronas

As máquinas lineares encontradas na literatura são geralmente motivadas pela levitação estável permitida pelos supercondutores do tipo II. Este tipo de motores, de forma análoga aos rotativos, podem apresentar os supercondutores quer na armadura, quer no circuito de excitação, quer ainda em ambos. Um motor com estas características enquadra-se no que é denominado por levitação magnética (*Maglev*), sendo este termo geralmente utilizado em aplicações de transporte.

2.4.8.1 Motor com Supercondutores na Armadura

Neste caso, os supercondutores são utilizados, naturalmente, na construção dos enrolamentos, de modo a permitir elevadas densidades de corrente e de densidade de fluxo, utilizando-se magnetos permanentes como excitação.

Em (Kim, Jung, Choi, Jung, Kim, & Hahn, 2002) é apresentado um motor com armadura única, sem dentes no núcleo, para reduzir o binário de alinhamento (*cogging torque*) e utilizando fita Bi-2223 arrefecida a 33 K, de modo a aumentar a corrente crítica face à conseguida a 77 K (62 A neste caso,

sendo incrementada por um factor de cerca de 2,5). Na Figura 2.106 podem observar-se os componentes deste motor. Foi obtida a característica estática deste motor (forças de propulsão e de sustentação) e feita a comparação teórica entre a força de propulsão no motor com supercondutores e no convencional, a velocidade constante, resultando maior no primeiro caso, dada a possibilidade de atingir maiores densidades de corrente na armadura do motor supercondutor.



a) Bobina da armadura em Bi-2223.



b) Excitação formada por quatro pólos magnéticos.



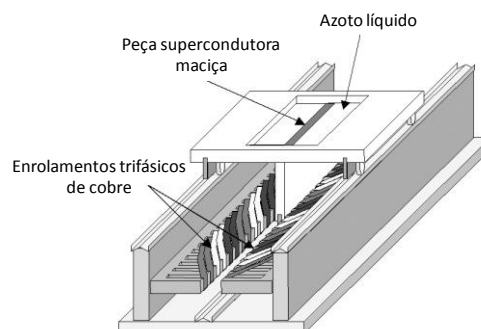
c) Armadura montada no crióstato.

Figura 2.106: Motor linear síncrono com supercondutores na armadura. Retirado de (Kim, Jung, Choi, Jung, Kim, & Hahn, 2002).

2.4.8.2 Motor com Supercondutores na Excitação

Um dos problemas do motor linear com supercondutores na armadura é a necessidade de arrefecer todo esse circuito. Por questões de implementação é assim normalmente mais fácil arrefecer apenas a excitação, que pode ser formada por magnetos supercondutores de fluxo residual. Em (Takahashi, Ueda, & Ishiyama, 2003) é descrito um motor síncrono formado por uma armadura convencional trifásica, com ferro, e excitação móvel composta por peças supercondutoras de YBCO, destinadas a ancorar fluxo através de arrefecimento na presença de campo. Este conceito evoluiu para um motor de dupla armadura, descrito em (Sato, Ueda, & Ishiyama, 2005), de modo a cancelar a força de atracção entre o ferro da armadura e os magnetos supercondutores. Em ambos os casos são descritos ensaios estáticos em termos da força de propulsão em função do ângulo de deslocamento na armadura. Os blocos de YBCO ancoram uma densidade de fluxo de 0,06 T, quando arrefecidos no centro de duas bobinas de 250 espiras alimentadas a 10 A. Estes protótipos desenvolvem forças de propulsão inferiores a 1 N. Na Figura 2.107 apresenta-se um esquema do motor de armadura simples.

Figura 2.107: Motor linear síncrono com excitação formada por um magneto supercondutor. Retirado de (Takahashi, Ueda, & Ishiyama, 2003).



2.4.8.3 Veículos Maglev

Existem inúmeros protótipos e projectos de veículos maglev com supercondutores de alta temperatura visando transporte de passageiros, nomeadamente na China (Wang, et al., 2002), (Wang, Wang, & Zheng, 2009), Alemanha (Schultz, et al., 2005), (Beyer, de Haas, Verges, & Schultz, 2006), Brasil (David, et al., 2006), (Dias, et al., 2009), Japão (Okano M. , Iwamoto, Senokuchi, Fuchino, & Ishii, 2004), (Okano M. , Iwamoto, Furuse, Fuchino, & Ishii, 2006), ou Rússia (Kovalev, Koneev, Poltavets, & Gawalek, 2005). A abordagem comum a estes projectos é a utilização de magnetos permanentes na linha e blocos maciços supercondutores na carruagem (podendo chegar a atingir algumas dezenas) funcionando como magnetos de fluxo residual. A interacção entre os magnetos convencionais e supercondutores assegura a levitação estável, sendo o deslocamento da carruagem conseguido à custa de uma onda viajante gerada pela armadura de um motor linear convencional.

2.4.9 Conclusões

Nesta secção foram descritas várias aplicações de supercondutores de alta temperatura em máquinas eléctricas, desde a exclusivamente supercondutora, como o motor Meissner, até às máquinas em que se substitui a excitação por materiais SAT (máquina síncrona); em que se usam os supercondutores juntamente com materiais ferromagnéticos para favorecer a concentração de fluxo magnético por um caminho preferencial (motor de relutância); em que se usa o ciclo de histerese dos SAT ao invés do ferromagnético (motor de histerese); em que os SAT são utilizados com função de magnetos permanentes (motor com magnetos de fluxo residual); ou, finalmente, em máquinas lineares, em que adicionalmente se pode beneficiar da levitação estável providenciada pelos magnetos.

Tal como referido no início da secção, verifica-se que uma das vantagens pretendidas com a utilização dos SAT nas máquinas é o aumento da sua potência específica, a partir de um certo valor de potência, com conseqüente redução de volume e peso. Este é o caso das máquinas síncronas da gama dos megawatt desenvolvidas pela American Superconductor, em que, mais do que uma

melhoria de rendimento, desprezável, a existir, consegue-se uma redução para menos de metade das dimensões e peso do máquina, face a uma convencional com cerca de 60% da potência.

Outra vantagem que se pode obter com a utilização de SAT diz respeito à já referida levitação estável em máquinas lineares. Isto é particularmente explorado nos veículos maglev, que são apenas brevemente abordados neste documento, por serem essencialmente aplicações de transporte, fora do âmbito da tese. De qualquer forma, a abordagem seguida em todos os projectos, que passa pela colocação de magnetos permanentes em toda a extensão da pista, deixa por provar a viabilidade económica destas aplicações.

Em suma, a grande vantagem, demonstrada na prática, da utilização de SAT em máquinas eléctricas, traduz-se na possibilidade de transportar elevadas densidades de corrente numa secção reduzida, face aos condutores convencionais, permitindo gerar densidades de fluxo também mais elevadas. Pode-se assim retirar parte do ferro do circuito magnético, nomeadamente os dentes, para evitar saturação, o que também contribui para a redução de peso e volume dos dispositivos.

Finalmente, são ainda escassas as aplicações utilizando fita supercondutora de segunda geração, o que é possivelmente causado pelos comprimentos relativamente reduzidos em que a mesma é tecnologicamente passível de ser produzida.

2.5 Limitadores de Correntes de Curto-Circuito

2.5.1 Introdução

O crescimento contínuo das exigências dos consumidores face ao mercado da energia eléctrica, na disponibilidade e qualidade desta, gerou a busca de novas tecnologias para a resolução dos problemas técnicos assim originados nas redes de transmissão e distribuição. A queda de uma árvore, a idade das linhas, fenómenos atmosféricos ou defeitos no isolamento dos condutores, podem provocar uma brusca diminuição da impedância da rede e gerar uma corrente de curto-circuito (CC). Nesta situação os disjuntores, interruptores com poder de corte elevado, disparam, accionados por relés. Isto causa a interrupção da corrente de CC, o que pode, por si só, ser suficiente para anular os defeitos, por exemplo, quando estes são causados por descargas atmosféricas (Paiva, 2005). Assim, são utilizados em particular nas redes aéreas disjuntores com religação automática, que voltam a fechar após um certo intervalo de tempo. Se a falha persistir, após dois ou três disparos dos disjuntores, ou se estes não tiverem religação automática, então permanecerão abertos, sendo necessário o envio de um piquete para solucionar o problema e os voltar a armar. Entretanto, uma região pode ficar sem energia.

Falhas graves originam arcos eléctricos que podem destruir disjuntores e outros equipamentos da instalação. Assim, os elementos de sistemas de potência, como os transformadores, são sobredimensionados para suportarem correntes elevadas no período que os disjuntores levam a actuar. Como exemplo refira-se que num transformador com uma impedância de curto-circuito de 5% esta corrente pode atingir 20 vezes a corrente nominal. Estes transitórios reduzem a estabilidade da rede e aumentam a sua poluição harmónica.

Os supercondutores (SC) são limitadores de correntes de CC naturais, sendo esta muitas vezes apontada na literatura como a sua mais promissora aplicação de potência. No estado supercondutor suportam elevadas densidades de corrente (que podem chegar a 10^4 A/mm², no caso de fitas revestidas a YBCO, a 77 K sem campo aplicado) com impedância desprezável. Numa situação de falha, estando um supercondutor inserido numa linha, há um conseqüente aumento da densidade de corrente. O material perde assim as suas propriedades supercondutoras, tornando-se resistivo (devido ao seu carácter cerâmico) e limitando a corrente. Uma vez a falha eliminada, o material volta ao estado supercondutor *per se*. Este é o princípio do limitador de corrente supercondutor (LCS) resistivo, paradigma da aplicação destes materiais na limitação de correntes de CC. A ideia base dos LCS consiste no aproveitamento da não linearidade inerente à resistividade dos materiais na transição entre o estado supercondutor e o estado normal. Existem contudo diferentes formas de aplicação dos materiais, como será à frente exposto.

2.5.2 Soluções Convencionais para Lidar com Correntes de Curto-Circuito

Os problemas relativos aos níveis das correntes de CC também dizem respeito às situações em que se aumenta a potência instalada, por exemplo com a introdução de renováveis em que passa a haver mais fontes de curto-circuito. Os níveis de falha podem então ultrapassar os dos dispositivos de protecção existentes. Nesta secção apresentam-se as soluções convencionais para lidar com correntes de CC em redes de média (entre 1 e 45 kV) e alta tensão (entre 45 e 110 kV), MT e AT respectivamente. A tecnologia actual consiste em (Schmitt, et al., 2003), (Kovalsky, Yuan, Tekletsadik, Keri, Bock, & Breuer, 2005):

- Construção de novas subestações (MT, AT): a mais dispendiosa das soluções.
- Divisão de barramentos (MT, AT): reduz as fontes que podem contribuir numa falha, mas também reduz as que fornecem a corrente em situações normais ou de sobrecarga.
- Actualização de vários disjuntores (MT, AT): as falhas atingem geralmente mais do que um disjuntor, sendo necessário actualizar vários destes dispositivos quando se aumenta o nível das correntes de CC.
- Transformadores de elevada impedância e bobinas de núcleo de ar (MT, AT): limitam a corrente através da impedância, mas apresentam perdas e queda de tensão mesmo em regime normal.
- Fusíveis de elevada tensão (MT).
- Limitadores de corrente pirotécnicos ou limitadores- I_S (MT).

2.5.3 Definições, Requisitos e Diferentes Localizações nas Redes Eléctricas dos Limitadores de Corrente Supercondutores

Do ponto de vista da rede, os principais parâmetros de um LCS são:

- Corrente de activação: valor da corrente de linha a partir do qual começa a haver limitação, ou seja, a partir do qual o fluxo magnético começa a penetrar no ferro.
- Corrente prospectiva: corrente de linha quando o limitador é retirado.
- Corrente limitada: corrente de falha sob influência do limitador, isto é, com fluxo magnético no ferro e a impedância introduzida na rede.
- Valores nominais de tensão e corrente: correspondem aos valores da rede em que estão inseridos.

Os requisitos de um limitador de corrente podem ser descritos como (Leung E., 1997), (Schmitt, et al., 2003):

- Impedância desprezável em operações normais de funcionamento.

- Impedância adequada para a limitação em condições de CC.
- Acção rápida em situação de falha (menos de um ciclo, ou 20 ms).
- Recuperação rápida após eliminação da falha (menos de meio ciclo, ou 10 ms).
- Capacidade de responder a duas falhas num período de 15 s.
- Transparência para os sistemas existentes, isto é:
 - Compatibilidade com os sistemas de protecção existentes e/ou planeados para a linha em que se inserem.
 - Elevada fiabilidade durante o tempo de vida do dispositivo.
 - Baixos requisitos de manutenção.
 - Baixo volume e peso face aos sistemas existentes.
 - Ausência de riscos para o pessoal.
 - Reduzido impacte ambiental.

Relativamente à sua aplicação, os LCS podem ser inseridos nas redes de geração, transporte e distribuição (Noe & Oswald, 1998), (Noe & Steurer, 2007). As gamas de aplicação são maioritariamente em média ou alta tensão, não sendo contudo de eliminar aplicações em baixa tensão (menos de 1 kV). Os LCS podem assim ser utilizados nas seguintes localizações, ver Figura 2.108:

- Rede de distribuição:
 - Interligação entre barramentos nas subestações: nas redes em anel, os barramentos são alimentados por diferentes geradores, garantindo, por via de redundância, a alimentação dos consumidores por diferentes percursos. No caso de uma falha, a interligação torna-se um local de passagem preferencial da corrente CC (Cerulli, 1999). Com o LCS o barramento sujeito a falha apenas recebe corrente de um dos transformadores. Por outro lado, ao permitir a interligação de barramentos, o LCS coloca os transformadores em paralelo, o que, ao reduzir a impedância total, leva a menos perdas e favorece um caminho óptimo para o trânsito de energia (Sjöström & Politano, 2001).
 - Ramais de entrada dos postos de transformação: todo o ramal fica protegido pelo LCS.
 - Ramais de saída dos postos de transformação: o LCS limita a corrente no circuito onde é introduzido.
 - Protecção de cargas críticas em MT.

- Ligação de fontes de produção descentralizada: em certos casos de fontes descentralizadas, como no aproveitamento eólico, pode-se ultrapassar o limite de corrente CC admitido pela subestação. A solução actual consiste em ligar o gerador à rede de alta tensão através de um transformador. Estes geradores podem ser ligados directamente à subestação através de um LCS, dispensando-se o transformador (Neumann, 2006).
- Rede de transporte:
 - Interligação entre sub-redes de transporte: as redes de transporte estão obrigatoriamente desenhadas de modo a que, em caso de falha de uma linha, a potência necessária seja assegurada pelas restantes, o que se designa por critério de segurança $n - 1$. Os elementos de cada linha devem estar sobredimensionados para, em caso de falha numa das outras, poderem suportar a corrente CC enquanto os dispositivos de protecção não actuam. A interligação das sub-redes de transporte através de um LCS permite poupar dois transformadores, além de que este dispositivo, em caso de falha numa das linhas, protege a outra linha.

2.5.4 Classificação de Limitadores de Corrente Supercondutores

Os LCS podem ser classificados consoante a forma como são introduzidos nas linhas de energia, o facto de aproveitarem ou não a transição entre o estado supercondutor e o estado normal, designado por amortecimento (*quench*), ou a utilização de núcleos ferromagnéticos, entre outros. Os LCS podem ser monofásicos ou trifásicos. Neste último caso, podem ser formados por três módulos monofásicos ou podem ter um desenho trifásico puro.

2.5.4.1 Limitadores de Corrente Monofásicos

Na Figura 2.109 apresenta-se uma categorização de limitadores de corrente monofásicos, consoante a ligação entre o material supercondutor e a linha é em série com a mesma (LCS resistivo), por ligação magnética (LCS indutivo), ou através de uma ponte rectificadora (LCS rectificador). Nas secções seguintes serão apresentadas estas topologias, assim como exemplos de aplicações.

2.5.4.2 Limitadores de Corrente Trifásicos

Os limitadores trifásicos, que são os mais importantes em aplicações de energia, podem ser constituídos, como referido, por módulos monofásicos, em qualquer uma das topologias resistiva, indutiva ou rectificadora, ou podem apresentar uma configuração híbrida indutiva/rectificadora.

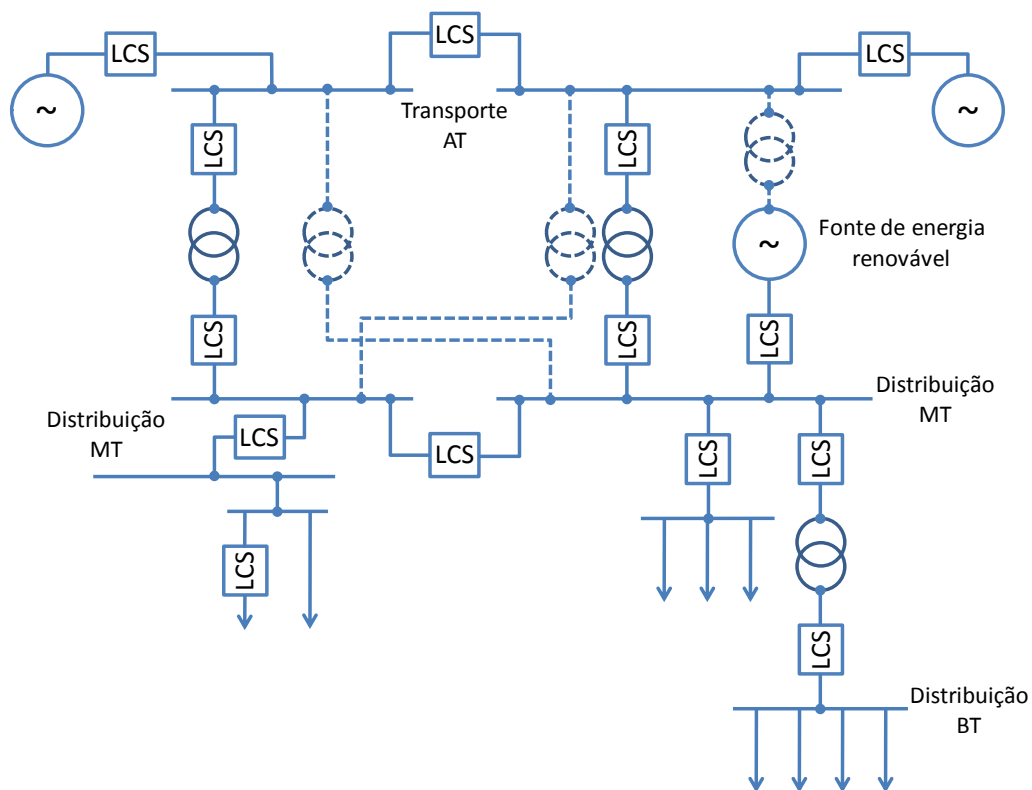


Figura 2.108: Pontos possíveis de introdução de limitadores de corrente na rede eléctrica. A tracejado representam-se os transformadores que se poupam com o acoplamento entre as redes de transporte em alta tensão através do LCS.

2.5.5 Limitadores de Corrente do Tipo Resistivo

De seguida apresentam-se as diferentes implementações do LCS resistivo encontradas na literatura. As principais são o limitador resistivo puro e o de amortecimento assistido por campo magnético, fazendo-se ainda referência à de escoamento de fluxo, de aplicação mais limitada.

2.5.5.1 Resistivo Puro (*Resistive*)

O LCS do tipo resistivo puro, ou, simplesmente, resistivo, cujo diagrama esquemático se apresenta na Figura 2.110, implementa, como referido, a utilização natural de materiais supercondutores na limitação de corrente. É composto, na sua forma mais básica, por um elemento SC em série com a linha, com uma resistência em paralelo, R_p na referida figura, por razões a seguir descritas. Em condições normais de funcionamento, o SC apresenta uma impedância e perdas desprezáveis, tornando-se invisível à rede do ponto de vista electromagnético (Noe M. , Juengst, Werfel, Cowey, Wolf, & Elschner, 2001). Em caso de falha, a corrente que atravessa o SC ultrapassa a sua corrente crítica, dando-se o fenómeno de amortecimento (*quench*), pelo que a impedância do material aumenta de forma abrupta, limitando consequentemente a corrente.

Resistivo	<ul style="list-style-type: none"> Resistivo puro. Amortecimento Assistido por Campo Magnético. 		
	Indutivo	Com amortecimento	Com núcleo de ferro <ul style="list-style-type: none"> Indutivo, de Blindagem Magnética ou Transformador. Híbrido. Captura de Fluxo.
		Sem amortecimento	Sem núcleo de ferro <ul style="list-style-type: none"> Transformador com Núcleo de Ar. Captura de Fluxo.
Rectificador	Sem amortecimento <ul style="list-style-type: none"> Transdutor, Núcleos Saturados ou Núcleos de Ferro Polarizados em DC. 		
	Bobina com núcleo de ar <ul style="list-style-type: none"> Ponte Não Controlada/ Controlada. Com/Sem Polarização DC. 		
	Bobina com núcleo de ferro saturado		

Figura 2.109: Classificação de limitadores de corrente supercondutores monofásicos.

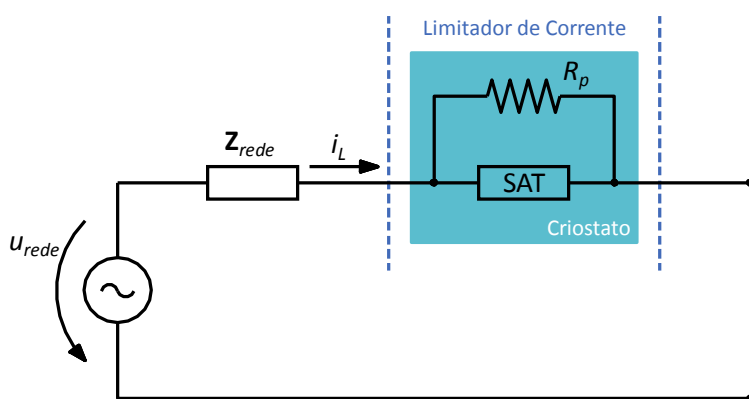


Figura 2.110: Diagrama esquemático do limitador de corrente resistivo.

Da análise da curva qualitativa que relaciona o campo eléctrico, E , com a densidade de corrente, J , num supercondutor de alta temperatura (SAT), representada na Figura 2.111, retiram-se as seguintes conclusões, também qualitativas, mas importantes em termos de concepção dos dispositivos (Paul, Chen, Lakner, Rhyner, Braun, & Lanz, 2001):

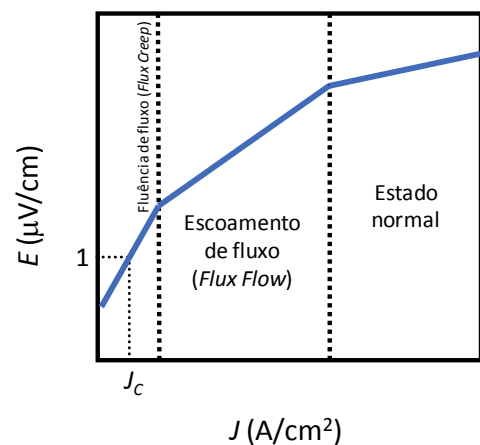
- Se o supercondutor tiver um comprimento muito “elevado”, o campo eléctrico desenvolvido é “reduzido”, o que corresponde a uma densidade de corrente no material também “reduzida”. Assim, as perdas óhmicas, dadas pelo integral volumétrico de $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}$, também são

reduzidas. Neste caso, o calor produzido pelo material é eliminado pelo sistema de criogenia, e este mantém-se a temperatura constante. Este é o comportamento ideal de um limitador de corrente. Contudo, a quantidade de material supercondutor necessário pode torná-lo bastante dispendioso, ou mesmo impraticável, atingindo várias centenas de metros para média tensão (Shimizu, Yokomizu, Matsumura, & Murayama, 2002).

- Se o supercondutor tiver um comprimento “reduzido”, então o campo eléctrico é “elevado”, assim como é a correspondente densidade de corrente, pelo que o pico inicial de corrente pode não ser suficientemente limitado. As perdas são então “elevadas”, há um rápido aquecimento do supercondutor, e o sistema de criogenia não consegue absorver o calor dissipado, o que pode levar à destruição do material.
- Num supercondutor de comprimento “moderado”, o campo eléctrico e a densidade de corrente também são “moderadas”, assim como as perdas óhmicas. Neste caso, há um aquecimento lento do supercondutor.

Estas três condições, da resposta de um supercondutor de comprimento “elevado”, “reduzido” e “moderado” (ou, correspondentemente, de temperatura constante, aquecimento rápido e aquecimento lento), estão representadas na Figura 2.112.

Figura 2.111: Relação qualitativa entre campo eléctrico, E , e densidade de corrente, J , num material supercondutor de alta temperatura. A curva é isotérmica e as escalas são logarítmicas.



Como referido anteriormente, este LCS necessita de uma resistência em paralelo com o material supercondutor, necessária para o proteger no caso de formação de pontos quentes (*hot spots*), isto é, zonas do supercondutor que passam ao estado normal, tornando-se a sua temperatura muito mais elevada que a região circundante.

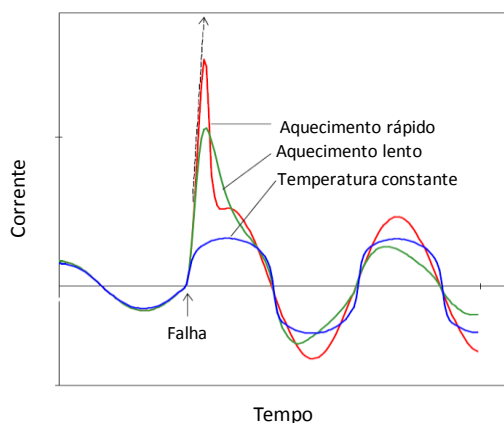
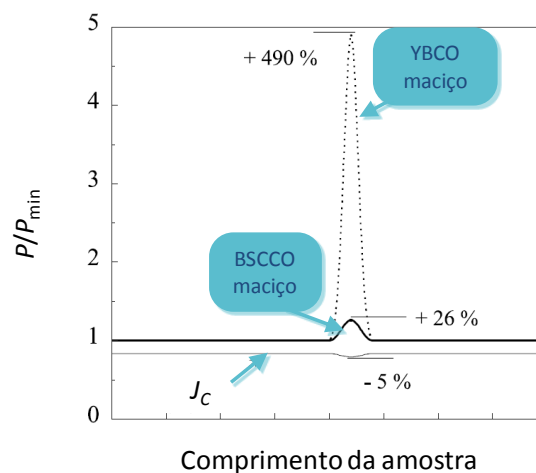


Figura 2.112: Diferentes respostas a uma falha de limitadores de corrente resistivos com materiais de distintos comprimentos. Adaptado de (Paul, Chen, Lakner, Rhyner, Braun, & Lanz, 2001).

A resistência tem que estar em contacto íntimo com o material supercondutor ao longo de toda a sua extensão, assegurando um caminho alternativo para a corrente no caso de um ponto quente. Verifica-se que há uma relação directa entre a forma da curva $E - J$ e a propagação dos pontos quentes (Tixador, et al., 2002). No caso do YBCO maciço a curva $E - J$ é muito abrupta, isto é, o campo eléctrico é desprezável abaixo de J_c , aumentando muito rapidamente acima deste. Assim, um campo eléctrico que aumenta rapidamente, associado a uma corrente também elevada, despoleta uma reacção térmica instável que leva a que o estado normal seja atingido de forma muito rápida e localizada (no ponto quente), colocando em risco a integridade do material. No caso do BSCCO, em que a curva $E - J$ é mais progressiva, o ponto quente propaga-se pelo material de forma mais homogénea, sendo facilmente dissipado. Assim, o BSCCO maciço é mais robusto quando utilizado em limitadores resistivos que o YBCO. Na Figura 2.113 pode observar-se o resultado de simulações em que se compara o efeito de zonas em que a corrente crítica do material diminui de 5%, para BSCCO e YBCO maciços. Estas zonas são propícias à formação de pontos quentes, já que a diminuição da corrente crítica acelera a passagem ao estado normal. Verifica-se assim que no caso do YBCO, há um aumento de quase 500% na potência dissipada localmente, por comparação com os 26% no caso do BSCCO. É este efeito, resultado da característica $E - J$ dos materiais, que torna o YBCO maciço mais susceptível de ser destruído quando sujeito a uma corrente de falha que o BSCCO.

Figura 2.113: Influência da curva $E - J$ na potência dissipada para uma redução local em J_C de 5%. Adaptado de (Tixador, et al., 2002).



Os SAT maciços podem ser produzidos na forma de placas ou discos, sendo depois cortados, por exemplo através de uma serra de diamante, para ficarem com forma de serpentina (*meander*) de modo a se aumentar o seu comprimento útil.

A ABB⁴⁶ construiu um demonstrador monofásico, de 8 kV/800 A (6,4 MVA), em Bi-2212 fabricado por um processo próprio, em que as serpentinas obtidas apresentam um comprimento de 5 m, quando formadas por segmentos de recta, ver Figura 2.114.a), ou de 15 m, quando formadas por espirais. Qualquer um destes valores é muito superior à maior dimensão da placa original de BSCCO, 0,40 m. Cada módulo nuclear do limitador é formado por dois semi-módulos, ligados face com face de forma simétrica. Um conjunto de vários módulos é então empilhado, sendo as pilhas (Figura 2.114.b)) ligadas em série ou em paralelo de forma a se cumprirem os requisitos de tensão e corrente para o LCS. Como se pode observar no gráfico da Figura 2.115, uma corrente de falha prospectiva de 20 kA_{ef} é limitada a cerca de 10 vezes a corrente nominal no primeiro ciclo, e a 2-5 vezes nos seguintes. Apesar dos resultados obtidos, não houve mais desenvolvimentos da ABB com este limitador.

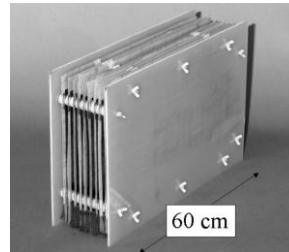
Em (Floch, et al., 2001) e (Floegel-Delor, Riedel, Rothfeld, Wippich, Goebel, & Werfel, 2003) são apresentados estudos sobre as propriedades de serpentinas obtidas a partir de YBCO texturado, relativamente fácil de produzir. Estes elementos são apresentados na Figura 2.116, pretendendo-se ligar vários em série para obter as especificações do LCS. Esta abordagem constituiu a primeira tentativa de se construir um LCS no âmbito do projecto CURL 10 (Bock, et al., 2005), cujo objectivo foi a construção de um limitador trifásico, para 10 kV/600 A \approx 10 MVA. Contudo, devido à degradação irreversível do material após o amortecimento (justificada pelas razões já referidas), esta opção foi abandonada (Noe M. , et al., 2003). Também se verificou o aparecimento de rachas no

⁴⁶ <http://www.abb.com/>

supercondutor, quando este era arrefecido, devido aos diferentes coeficientes de expansão térmica entre este e a cobertura metálica de estabilização térmica.



a) Serpentina supercondutora para LCS resistivo.



b) Pilha constituinte do LCS resistivo.

Figura 2.114: Elementos do LCS resistivo de 6,4 MVA da empresa ABB. Retirado de (Chen, et al., 2002)

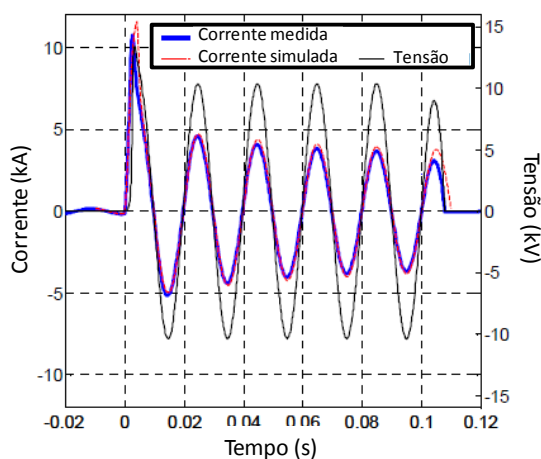


Figura 2.115: Limitação de uma corrente prospectiva de 20 kA_{ef} no LCS demonstrador de 6,4 MVA da ABB. Adaptado de (Chen, et al., 2002).

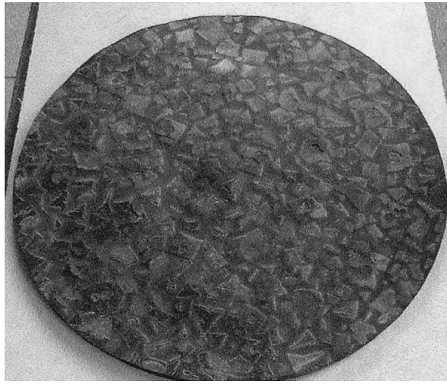
Os parceiros deste projecto foram, entre outros, as companhias ACCEL⁴⁷, ATZ⁴⁸, Nexans⁴⁹ e Forschungszentrum Karlsruhe⁵⁰. A investigação no projecto CURL 10 levou ao fabrico de bobinas bifilares em Bi-2212 processado por fusão de pós (*melt cast processed*), cujo elemento base se apresenta na Figura 2.117.a). Na Figura 2.117.b) podem-se observar as diferentes camadas na bobina, nomeadamente, do exterior para o interior, isolamento eléctrico, cobertura metálica, tubo de BSCCO e reforço mecânico. O comprimento por tubo é de 0,54 m.

⁴⁷ <http://www.accel.de>

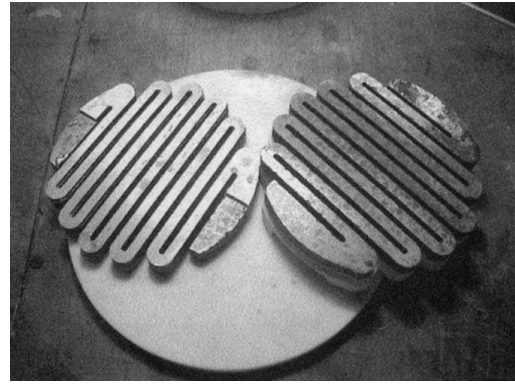
⁴⁸ <http://www.atz-gmbh.com>

⁴⁹ <http://www.nexans.com>

⁵⁰ <http://www.fzk.de>



a) Disco de YBCO, diâmetro de 38 mm, espessura de 7 mm.



b) Serpentinhas para LCS com comprimento útil de 1,1 m.

Figura 2.116: Disco e serpentina obtidas a partir de YBCO maciço. Retirado de (Floegel-Delor, Riedel, Rothfeld, Wippich, Goebel, & Werfel, 2003).

Na Figura 2.118.a) e b) pode-se observar o crióstato do LCS demonstrador implementado no projecto CURL 10, com as três fases visíveis na base do mesmo. Cada fase é constituída por 30 bobinas bifilares, soldadas por cobre. Nessa figura também se podem observar as pontas terminais de corrente. A Figura 2.118.c) dá uma visão global do demonstrador, com criogenia e sistema de controlo associados.



a) Bobina bifilar em bruto, sem as camadas de reforço térmico, eléctrico e mecânico.



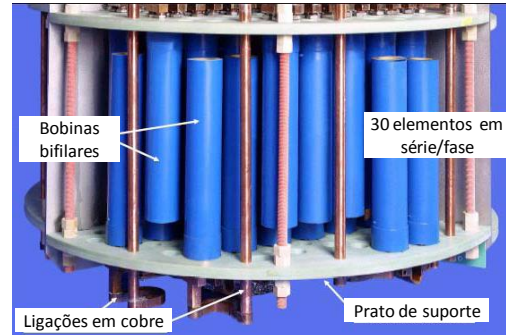
b) Aspecto das bobinas bifilares completas.

Figura 2.117: Bobinas bifilares do limitador resistivo do projecto CURL 10. Retirado de (Bock, et al., 2005).

O sistema funcionou durante um ano em condições reais na rede eléctrica da companhia alemã RWE em Netphen, Alemanha, tendo sido utilizado na interligação entre dois barramentos de 10 kV. Contudo, no período referido não ocorreu nenhuma falha que permitisse verificar o desempenho do limitador ligado à rede. Apesar do conceito do CURL 10 ter sido provado, a tecnologia actual torna o escalamento para a rede de transporte impraticável, já que seriam necessários cerca de 3000 componentes para uma rede de 110 kV/350 MVA (Bock, et al., 2005). Assim, a investigação evoluiu para um novo conceito, do limitador de amortecimento assistido por campo magnético, referido na secção seguinte.

Os LCS resistivos puros podem também ser construídos em filme fino de YBCO, aproveitando-se técnicas bem dominadas dos dispositivos semicondutores. O filme pode ser depositado num substrato de safira e coberto com uma camada de ouro que implementa o condutor em paralelo, necessário pelas questões já mencionadas de protecção face a pontos quentes. A Siemens implementou um LCS deste tipo, tendo cada elemento base uma camada de YBCO de 250 nm de espessura e uma camada de ouro de 100 nm. Para formar o limitador, e atingir a potência especificada de 100 kVA, formaram-se duas pilhas ligadas em série, cada uma com cinco elementos em paralelo (Gromoll, et al., 1999), ver Figura 2.119. Em (Kraemer, Schmidt, Utz, & Neumueller, 2003) são relatados ensaios com um limitador trifásico composto por 63 elementos, para uma gama de 7,2 kV/1 MVA, com correntes prospectivas até 5 kA limitadas a cerca de 80% da corrente nominal, 100 A.

Na referência (Sim, et al., 2007) é apresentado um limitador que utiliza uma geometria em espiral dupla, de modo a aumentar o comprimento útil do supercondutor. Cada módulo apresenta 600 V e 35 A de tensão e corrente nominais. Ligam-se três módulos em série, cada um contendo 24 elementos compostos por oito componentes em série (perfazendo 4,8 kV) e três linhas em paralelo (perfazendo 105 A), para aplicação a uma rede monofásica de 14 kV, ver Figura 2.120. A série dos três módulos perfaz este valor de tensão nominal. Uma corrente prospectiva de 10 kA é limitada a um valor inferior a 445 A no primeiro pico e depois a menos de 140 A. Este limitador foi desenvolvido na sequência de um primeiro sucesso de outro LCS idêntico para uma rede de 6,6 kV (Hyun, et al., 2005).

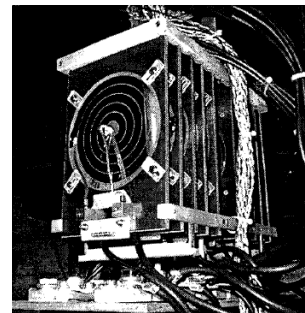
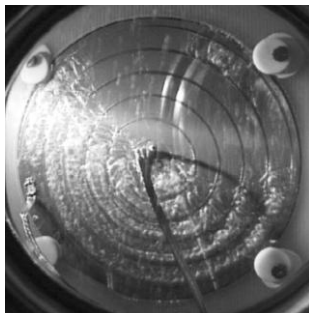


- a) Crióstato com as bobinas bifilares na base. Retirado de (Bock, et al., 2005).
 b) Pormenor da ligação dos elementos do LCS. Retirado de (Neumann, 2006).



- c) Sistema demonstrador construído no âmbito do projecto CURL 10. Adaptado de (Kreutz, et al., 2005).

Figura 2.118: LCS resistivo do projecto CURL 10.



- a) Elemento de filme fino de YBCO. Geometria em espiral, com os contactos eléctricos numa extremidade e no centro do elemento. Retirado de (Kraemer, Schmidt, Utz, & Neumueller, 2003).
 b) Vista do LCS com as duas pilhas formadas por elementos supercondutores em filme fino. Retirado de (Gromoll, et al., 1999)

Figura 2.119: LCS em filme fino de YBCO. Os elementos são em espiral.



a) Elemento de filme fino de YBCO. Geometria em espiral dupla, com os contactos eléctricos nas extremidades.

b) Vista do LCS com um total de 72 elementos supercondutores.

Figura 2.120: LCS em filme fino de YBCO. Os elementos são em espiral dupla. Retirado de (Sim, et al., 2007).

Embora a operação de LCS com filme fino tenha ficado demonstrado, a sua produção onerosa, nomeadamente para redes de transporte em que há necessidade de ligar dezenas de elementos, levaram a um desinteresse neste tipo de tecnologia. Refira-se que um dos problemas fulcrais de ligar vários elementos em série, comum a várias topologias de limitadores resistivos, é o facto de não haver um amortecimento homogéneo em todos eles. Assim, alguns elementos sofrem amortecimento enquanto outros mantêm o estado supercondutor, pelo que surgem sobretensões que os podem destruir.

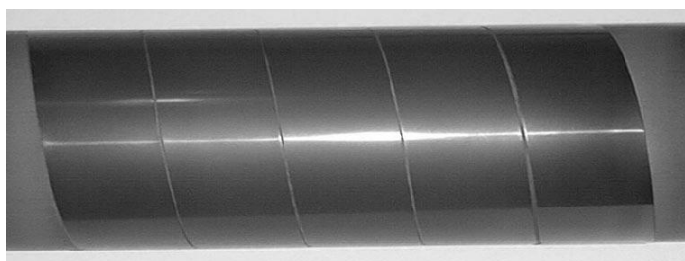
O projecto SUPERPOLI, acrónimo de *SUPERconducting POWER Link* (Verhaege, et al., 2001), (Usoskin, et al., 2003), documenta possivelmente a primeira aplicação de condutores revestidos de YBCO (*YBCO coated conductors*) em limitadores de corrente. Neste caso, depositou-se YBCO num substrato de aço inoxidável. Na Figura 2.121 pode-se observar uma porção de condutor revestido e um módulo do LCS monofásico. O limitador é formado por três módulos ligados em série, ver Figura 2.121, operando a 20 kV/2 kA, isto é, 40 MVA. Os ensaios demonstram que uma corrente prospectiva de 50 kA de amplitude é limitada a 2,8 kA (Usoskin, et al., 2003).

A Organização de Desenvolvimento de Novas Energias e Tecnologia Industrial do Japão (*New Energy and Industrial Technology Development Organization, NEDO*⁵¹) está a desenvolver um LCS resistivo baseado em fitas supercondutoras de segunda geração. O elemento SAT é formado por quatro bobinas concêntricas ligadas em série, apresentadas na Figura 2.122.a) e b). O dispositivo global pode-se observar na Figura 2.122.c). Com uma tensão monofásica da rede de 3,8 kV, uma corrente prospectiva de 17 kA é limitada a 700 A (Yazawa, et al., 2008).

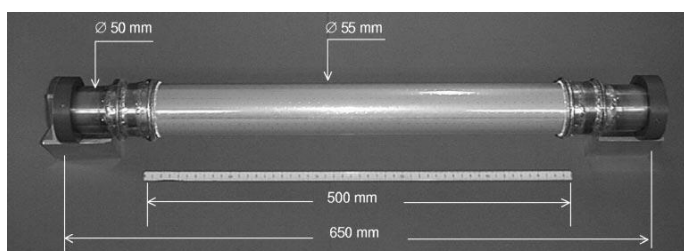
⁵¹ <http://www.nedo.go.jp/english/>

2.5.5.2 Amortecimento Assistido por Campo Magnético (*Magnetic Field Assisted Quench*)

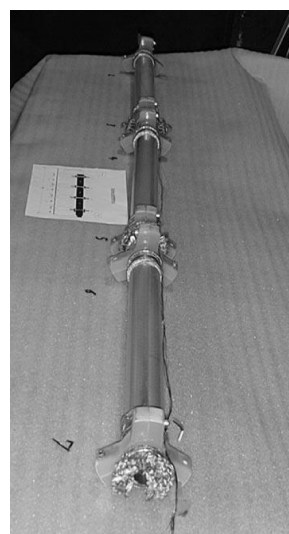
A arquitectura de amortecimento assistido por campo magnético pretende ultrapassar o problema do amortecimento não homogêneo, isto é, do surgimento de pontos quentes no material supercondutor aquando de uma falha. Assim, como referido, a solução convencional passa por colocar uma resistência em contacto contínuo com o SAT em toda a sua extensão.



a) Condutor revestido a YBCO com substrato em aço inoxidável.



b) Módulo do LCS do projecto SUPERPOLI.



c) LCS formado por três módulos em série.

Figura 2.121: Limitador do projecto SUPERPOLI, baseado em condutores revestidos a YBCO num substrato de aço inoxidável. Retirado de (Usoskin, et al., 2003).



a) Bobinas constituintes do LCS.



b) Elemento SAT completo.



c) Crióstato com o LCS.

Figura 2.122: LCS resistivo desenvolvido pela organização NEDO. Retirado de (Yazawa, et al., 2008).

O valor relativamente baixo da resistividade deste material, destinado a fornecer um caminho alternativo para a corrente evitando os pontos quentes, implica campos eléctricos também relativamente baixos (menor que 0,5 V/cm) o que leva a uma necessidade de grandes quantidades de supercondutor para se atingir uma limitação adequada. Esta estratégia é incomportável em redes de transporte (Elschner S. , Breuer, Walter, & Bock, 2006), como já referido.

O presente LCS pretende aproveitar a dependência do amortecimento relativamente ao campo aplicado, isto é, a transição de um SAT do estado supercondutor para o estado normal é acelerada pela presença de um campo magnético. Desta forma, tenta-se forçar um amortecimento homogéneo no SAT, evitando o aparecimento de pontos quentes. O componente SAT é colocado no centro de uma bobina convencional, e ambos são ligados em paralelo (Elschner S. , Breuer, Walter, Stemmler, & Bock, 2007). Em regime normal de funcionamento, a corrente passa pelo componente de impedância “nula”, o SAT. Na ocorrência de uma falha, este passa ao regime de escoamento de fluxo, desenvolvendo uma tensão eléctrica aos seus terminais, e originando possivelmente pontos quentes. Esta tensão desvia parte da corrente para a bobina, surgindo uma densidade de fluxo paralela ao SAT que força assim um amortecimento homogéneo. De facto, verifica-se um decréscimo na densidade de corrente crítica do SAT de uma ordem de magnitude para uma densidade de fluxo de apenas 0,1 T (Elschner S. , et al., 2008).

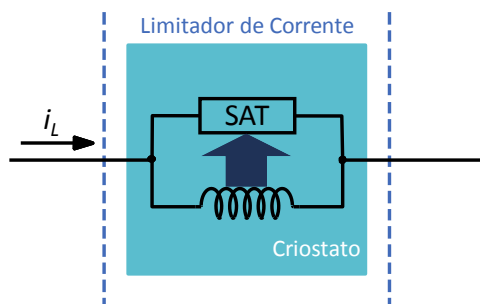


Figura 2.123: Diagrama esquemático do limitador de corrente resistivo de amortecimento assistido por campo magnético.

Este LCS está a ser desenvolvido no âmbito do projecto CULT 110 (Elschner S. , et al., 2008), que sucede ao CURL 10. É aproveitado o mesmo conceito de tubos de Bi-2212 como elementos supercondutores, embora já não como bobina bifilar, antes monofilar, ver Figura 2.124. Este projecto tem como objectivo a aplicação de um LCS (inicialmente monofásico) na rede de alta tensão de 110 kV (Noe, et al., 2007), (Stemmler, et al., 2007).

Figura 2.124: Componente do LCS de amortecimento assistido por campo magnético. O cilindro interior é uma bobina em Bi-2212, sendo o exterior uma bobina convencional. Ambas são ligadas em paralelo. Retirado de (Elschner S. , et al., 2008).



Um conceito semelhante foi explorado em (Yuan, Tekletsadik, Kovalsky, Bock, Breuer, & Elschner, 2005), sendo a diferença o facto do cilindro supercondutor ser maciço. Contudo, verificaram-se perdas elevadas em condições normais de funcionamento (Elschner S. , et al., 2008). De modo a se obedecer aos requisitos de corrente, vários elementos têm que ser colocados em paralelo, e, naturalmente, para se obedecer aos requisitos de tensão, também têm que se colocar elementos em série, ver Figura 2.125. Obtém-se assim uma matriz de $k \times m$ elementos, que tem a vantagem de ser uma topologia que permite redundância, já que mais linhas podem ser adicionadas, sendo também escalável, isto é, o número de colunas determina-se pela impedância de limitação adequada a cada rede (Yuan, Tekletsadik, Kovalsky, Bock, Breuer, & Elschner, 2005).

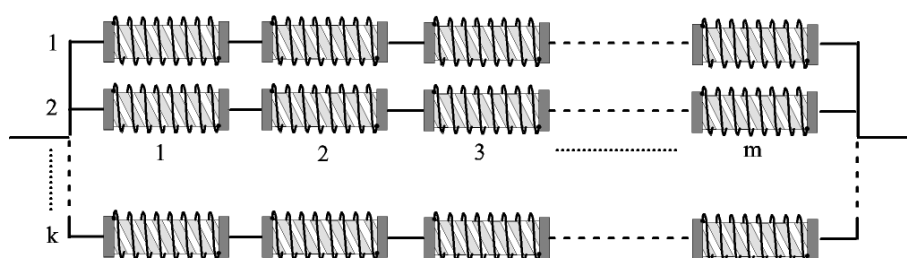


Figura 2.125: Arranjo matricial do LCS de amortecimento assistido por campo magnético. Retirado de (Elschner S. , et al., 2008).

Embora os testes iniciais tenham provado a viabilidade do conceito (Elschner S. , Breuer, Walter, Stemmler, & Bock, 2007), os componentes do LCS estão ainda em processo de optimização.

2.5.5.3 Conclusões

Sintetizam-se de seguida as principais vantagens e desvantagens do LCS resistivo face às abordagens alternativas.

- Vantagens:
 - O início da limitação é muito rápido, já que o elemento SAT está em série com a linha.
 - A topologia de amortecimento assistido por campo magnético mitiga o problema dos pontos quentes.
- Desvantagens:
 - Não uniformidade do amortecimento ao longo do material supercondutor, que pode levar à sua destruição. Este problema é resolvido, como referido, com a topologia de amortecimento assistido por campo magnético. Outra forma de o atenuar é operando perto da temperatura crítica do material.
 - Necessidade de ligar vários elementos em série e/ou de grandes comprimentos de material supercondutor, de forma a se atingirem as especificações de resistividade para a limitação. Este imperativo também dificulta a simultaneidade de amortecimento.
 - Necessidade de pontas terminais de corrente, sede de perdas resistivas.

2.5.6 Limitadores de Corrente do Tipo Indutivo

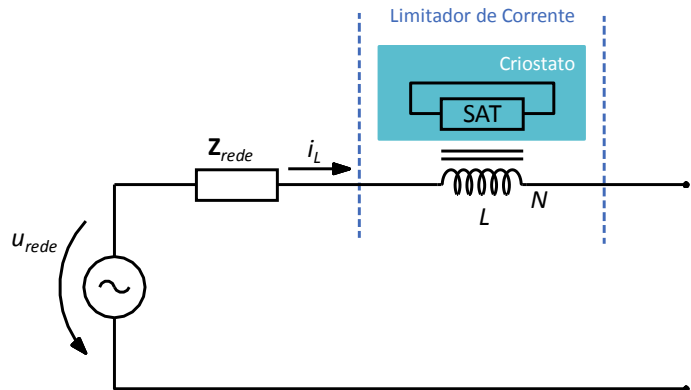
Os LCS do tipo indutivo (Fleishman, Bashkirov, Aresteanu, Brissette, & Cave, 1993), (Cave, Willén, Nadi, & Brissette, 1999), (Meerovich V. , Sokolovsky, Bock, Gauss, Goren, & Jung, 1999), (Kozak & Janowski, 2003), também designados de blindagem magnética ou transformador, visto estarem ligados magneticamente com a linha de energia, não apresentam os mesmos problemas de degradação física que os resistivos. Esta ligação magnética pode ser realizada com ou sem núcleo de ferro, embora apenas a primeira encontre aplicações de potência, pelo que só estas serão referidas. Este limitador apresenta também uma topologia em núcleo saturado, em que não há amortecimento. Apresenta-se ainda o LCS de captura de fluxo, não pela sua aplicação prática, mas por implementar o conceito de amplificador diferencial magnético.

2.5.6.1 *Indutivo, de Blindagem Magnética ou Transformador (Inductive, Magnetic Shielding, Transformer)*

Em termos conceptuais, o LCS indutivo (Bashkirov, Fleishman, Patsayeva, Sobolev, & Vdovin, 1991), representado esquematicamente na Figura 2.126 comporta-se como um transformador de corrente com o secundário em curto-circuito. Nessa figura, N corresponde ao número de espiras do primário e L ao coeficiente de indução visto pela rede. Como se pode observar, o enrolamento primário é alimentado pela linha de energia, enquanto o secundário corresponde ao SAT, geralmente em forma de tubo. O enrolamento e o tubo abraçam o mesmo circuito magnético, sendo geralmente dispostos

de forma concêntrica em torno de um núcleo de ferro (de modo a diminuir a dispersão), como representado na Figura 2.127. Normalmente, apenas o supercondutor é arrefecido.

Figura 2.126: Diagrama esquemático do limitador de corrente indutivo.



As topologias elementares deste LCS são em núcleo fechado ou núcleo aberto, ver Figura 2.128. Na primeira, o núcleo forma um caminho fechado para o fluxo magnético, que em caso de falha ali fica confinado, à parte uma parcela de dispersão. A topologia em núcleo aberto apresenta como vantagem, relativamente à anterior, o facto de ter uma estrutura mais simples e leve, e do elemento SAT poder ser mais facilmente colocado ou retirado (Janowsky, Kozak, Malinowski, Wojtasiewicz, Kondratowicz-Kucewicz, & Kozak, 2003). Contudo, não estando confinado ao núcleo, o fluxo magnético pode vir a constituir uma grave perturbação do meio envolvente. Numa situação de falha, a impedância introduzida pelo LCS com núcleo fechado é algumas vezes superior à de núcleo aberto equivalente (Lee, Lee, Hyun, & Ko, 2001), embora o desempenho deste último possa ser melhorado por optimização do comprimento do núcleo (Kozak J. , Janowski, Kozak, Malinowski, Wojtasiewicz, & Kondratowicz-Kucewicz, 2005).

O elemento SAT consiste geralmente em tubos de Bi-2223 ou Bi-2212, únicos ou formados por anéis empilhados. Contudo, também se encontram descritos na literatura casos em que o SAT é um anel de YBCO (Chen & Lin, 2001), (Györe, Farkas, & Vajda, 2005), em pequenos modelos à escala laboratorial, ou filme de Bi-2223 depositado num cilindro de MgO, como a seguir referido.

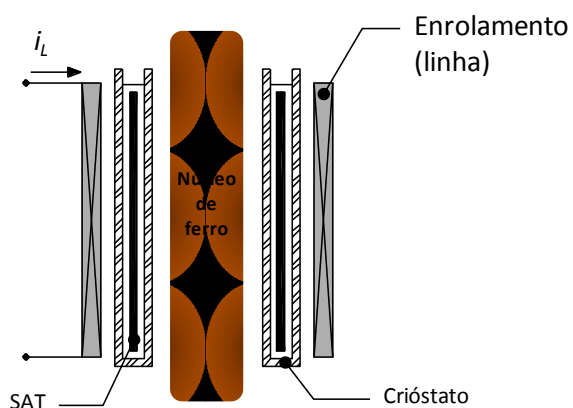
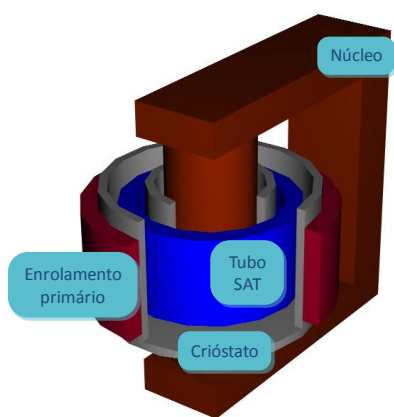
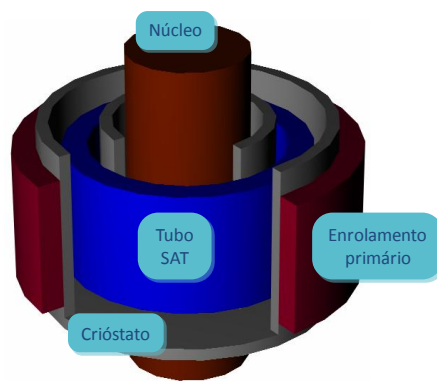


Figura 2.127: Vista em corte de um limitador indutivo.



a) Núcleo fechado.

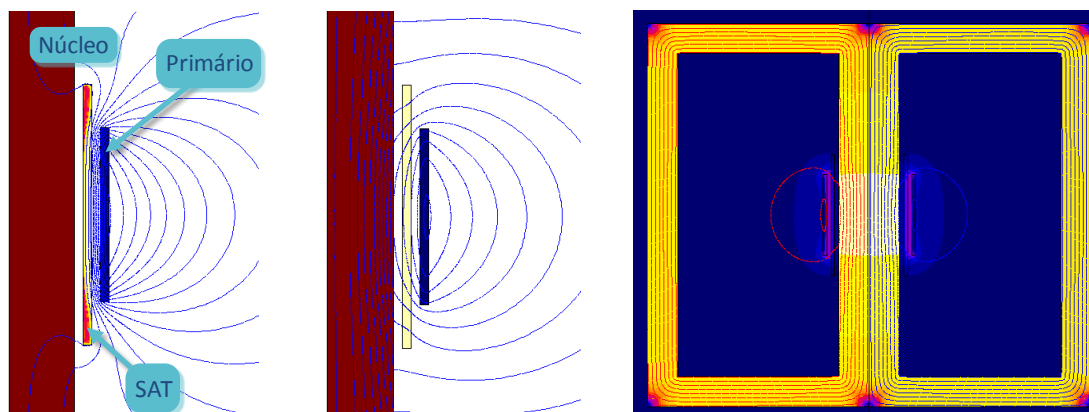


b) Núcleo aberto.

Figura 2.128: Tipos de núcleo no LCS indutivo.

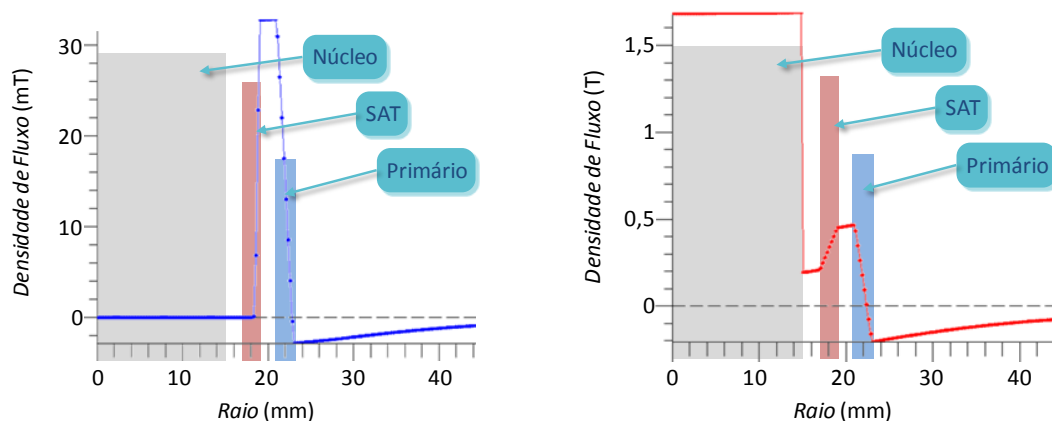
Comportando-se o LCS indutivo como um transformador com o secundário em curto-circuito, em condições normais de funcionamento, então este apresenta à rede uma baixa impedância, determinada pela resistência do primário e pela dispersão do dispositivo. De facto, o fluxo magnético produzido pelo primário induz correntes no SAT que blindam magneticamente o núcleo de ferro, o que torna a impedância do dispositivo desprezável, já que é desprezável o fluxo ligado com o mesmo, ver Figura 2.129.a). Numa situação de falha, a corrente aumenta, sendo ultrapassada a capacidade de blindagem do SAT. O fluxo magnético encontra assim um caminho preferencial de circulação, sendo amplificado pelo material ferromagnético. O fluxo ligado com o primário aumenta algumas ordens de grandeza e, por consequência, aumenta também o coeficiente de indução associado, o que limita a corrente ver Figura 2.129.b) e c). Na Figura 2.130 pode observar-se como varia a densidade de fluxo no LCS em operação normal, em que é blindado do núcleo pelas correntes no SAT, e em falha, em que ultrapassa a capacidade de blindagem do SAT, penetrando no núcleo e

sendo amplificado. Assim, enquanto que em operação normal a densidade de fluxo no ferro é desprezável, em falha pode atingir a saturação.



- a) LCS com núcleo aberto em operação normal. O fluxo do primário é blindado pelas correntes no SAT.
- b) LCS com núcleo aberto em falha. O fluxo penetra no ferro, onde é amplificado.
- c) LCS com núcleo fechado em falha. A relutância do circuito magnético é menor que no caso do núcleo aberto (e, por consequência, a indução do primário é maior).

Figura 2.129: Operação do LCS indutivo.



- a) LCS indutivo em operação normal. O fluxo do primário é blindado pelo SAT.
- a) LCS indutivo em falha. O fluxo do primário penetra no ferro, onde é amplificado.

Figura 2.130: Componente normal da densidade de fluxo no LCS indutivo.

A ABB implementou um LCS indutivo trifásico, para a gama de 10,5 kV/70 A \approx 1,2 MVA, num núcleo com três colunas, sendo os secundários formados por tubos SAT, cada um composto por 16 anéis em

Bi-2212 (de diâmetro 38 cm, altura 8 cm e espessura 0,18 cm) reforçados mecânica, térmica e electricamente por faixas de aço e epoxy com fibra de vidro (Paul, et al., 1997). Este LCS foi testado em laboratório com correntes prospectivas de 60 kA, apresentando-se as evoluções das correntes e tensões em cada fase do dispositivo na Figura 2.131. Verifica-se uma limitação de cerca de 700 A no primeiro meio ciclo e a menos de 250 A ao fim de 50 ms. O reforço dos anéis SAT é imperativo devido às elevadas forças termomecânicas e magnéticas desenvolvidas durante as falhas (na ordem dos 1500 N). Os testes na central hidroeléctrica Kraftwerk am Löentsch, Suíça, após 6 meses de operação “...*did not face any major problems.*” (Paul, et al., 1997). A viabilidade técnica destes dispositivos foi demonstrada, pelo menos para esta gama de tensão, permitindo concluir também, naturalmente, a necessidade de utilização de sistemas de refrigeração com elevado rendimento em ciclo fechado, dado verificarem-se perdas da ordem de 80 litros por dia em azoto líquido. Na Figura 2.132 mostra-se o LCS trifásico instalado numa linha auxiliar da referida central.

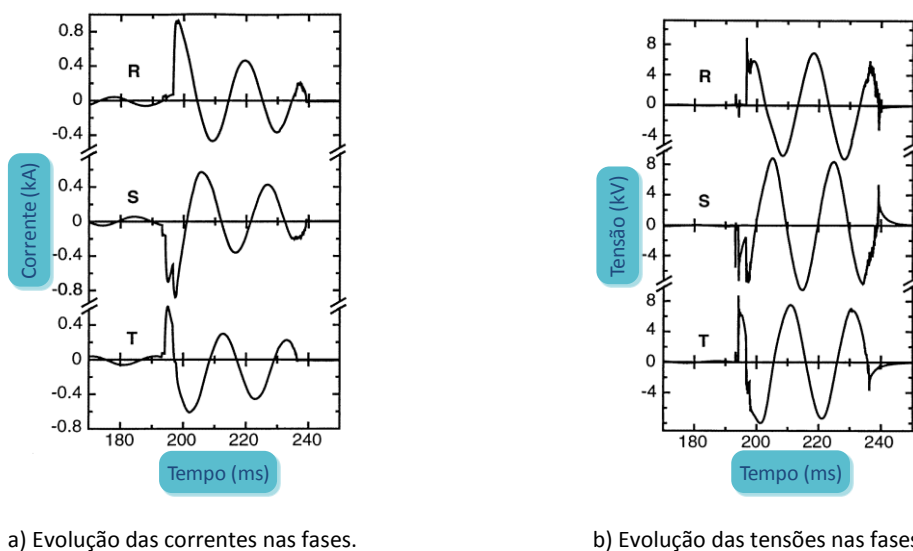


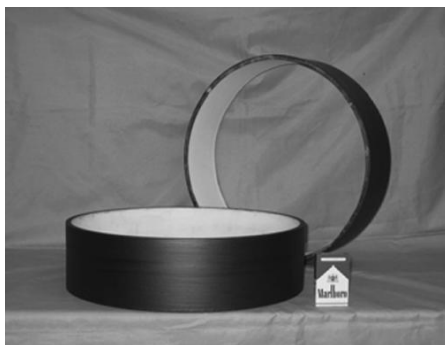
Figura 2.131: Resultados dos testes de curto-circuito ao LCS da ABB, para uma corrente prospectiva de cerca de 60 kA. Retirado de (Paul, et al., 1997).

Um LCS indutivo monofásico formado não por um SAT maciço, mas antes por um filme fino de Bi-2223 depositado num cilindro de óxido de magnésio (MgO) é apresentado em (Kado, Ichikawa, Shibuya, Kojima, Kawahara, & Matsumura, 2005). O filme é utilizado para aumentar a capacidade calorífica do supercondutor e a sua densidade de corrente crítica.

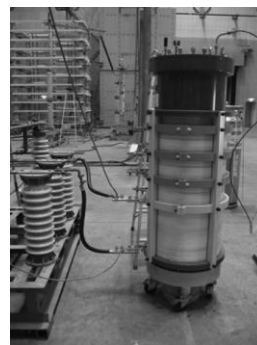
Figura 2.132: LCS de 1,2 MVA instalado numa linha auxiliar da central hidroeléctrica Kraftwerk am Löntsch. É visível o depósito de azoto líquido no lado direito da imagem. Retirado de (Paul, et al., 1997).



Foi necessário aplicar uma camada de Bi-2212 entre as anteriores, de forma a aumentar a sua aderência, caso contrário, estas separavam-se para diâmetros do cilindro superiores a 50 mm. Um modelo com cilindros de 450 mm de diâmetro e núcleo aberto, ver Figura 2.133, foi ensaiado a 3,5 kV, reduzindo uma corrente prospectiva de 11,3 kA para 7,97 kA.



a) Cilindros do limitador.



b) Protótipo do LCS.

Figura 2.133: LCS indutivo com cilindros formados por filme fino de Bi-2223 depositado em MgO, com camada intermédia de Bi-2212. Retirado de (Kado, Ichikawa, Shibuya, Kojima, Kawahara, & Matsumura, 2005).

2.5.6.2 Híbrido (Hybrid)

No âmbito do projecto Europeu BYFAULT foi desenvolvido um limitador de corrente em que a limitação é por via resistiva, através de elementos supercondutores ligados em paralelo entre si, mas com ligação à linha de energia por via magnética, através de um transformador. Este limitador

encontra-se esquematizado na Figura 2.134, tendo sido implementado num núcleo toroidal. Os elementos SAT testados são barras e cilindros de YBCO monodomínio (com uma corrente crítica superior a 2500 A), ver Figura 2.135, ligados directamente ao secundário do transformador, como representado na Figura 2.136.

Devido a limitações das instalações onde decorreram os ensaios deste limitador, só foi possível testá-lo para uma tensão máxima de 210 V e uma corrente nominal de 200 A. De qualquer forma, uma corrente prospectiva de 6,4 kA é limitada a 480 A (Granados, et al., 2002).

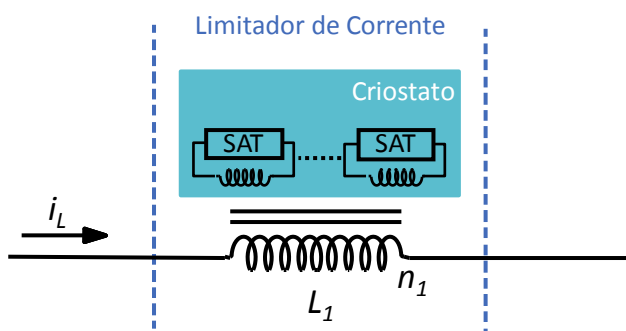
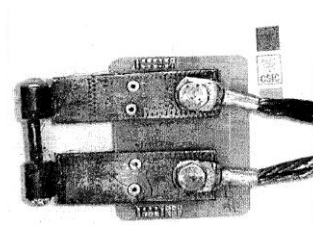
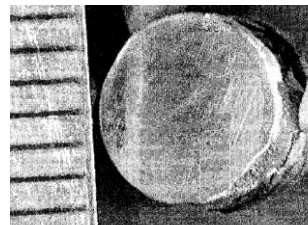


Figura 2.134: Diagrama esquemático do limitador de corrente híbrido.

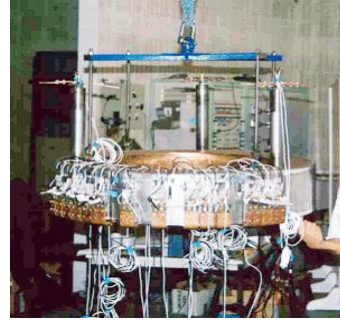
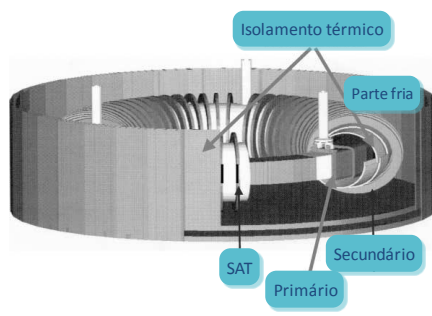


a) Barra de YBCO monodomínio, 30-40 mm de comprimento, 5 mm de diâmetro. Os terminais de cobre são soldados a tinta de prata nas extremidades da barra.



b) Botão de YBCO monodomínio, obtido através do corte de barras, 5 mm de espessura. É utilizada tinta de prata em ambas as faces, sendo as pontas terminais de corrente aplicadas por pressão.

Figura 2.135: Elementos supercondutores do LCS híbrido do projecto BYFAULT. Retirado de (Granados, Puig, Teva, Mendoza, & Obradors, 2001).



a) Representação por computador.

b) Aspecto físico.

Figura 2.136: SCL indutivo do projecto BYFAULT, com os secundários curto-circuitados por elementos SAT. O sistema fica imerso em azoto líquido. Retirado de (Granados, et al., 2002).

2.5.6.3 Captura de Fluxo (Flux-Lock)

Embora apenas se encontrem na literatura aplicações do LCS de captura de fluxo para potências muito baixas, menores que 1 kW, expõe-se este dispositivo dado o interesse académico do seu princípio de funcionamento, o do amplificador diferencial magnético. Este dispositivo tem sido proposto maioritariamente por investigadores japoneses (Matsumura, Uchii, & Yokomizu, 1999) e sul-coreanos (Han, Choi, Lim, & Lee, 2007), estando representado esquematicamente na Figura 2.137. As quedas de tensão nas bobinas L_1 e L_2 são dadas por

$$u_1 = -n_1 \frac{d\phi}{dt} \quad (2.107)$$

$$u_2 = n_2 \frac{d\phi}{dt} \quad (2.108)$$

Sendo desprezável a queda de tensão no SAT, em condições normais de funcionamento, então tem-se $u_1 = u_2$, isto é

$$(n_1 + n_2) \frac{d\phi}{dt} = 0 \quad (2.109)$$

Sendo $n_1 + n_2 \neq 0$, então resulta

$$\frac{d\phi}{dt} = 0 \quad (2.110)$$

Assim, em condições normais de funcionamento, o fluxo está capturado num valor constante, daí a designação deste LCS.

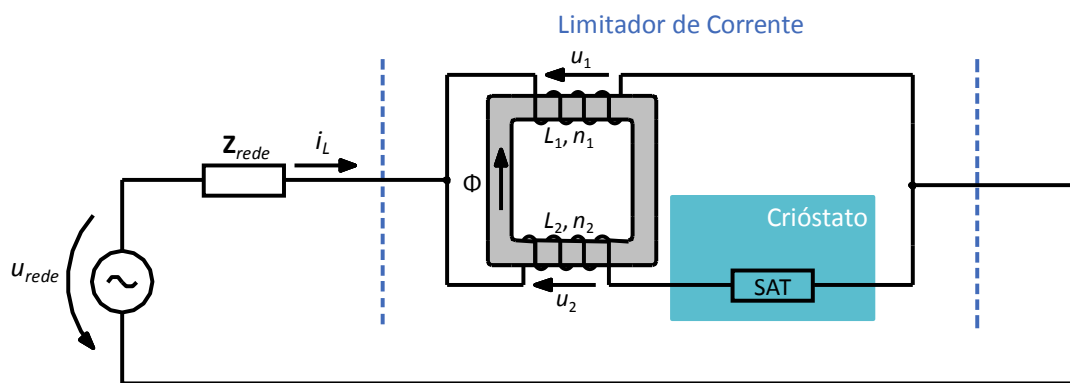


Figura 2.137: Diagrama esquemático do limitador de corrente de captura de fluxo.

Em caso de falha, deixa de haver igualdade de tensões nas bobinas, dado que o SAT passa ao estado resistivo. Neste caso, já há variação do fluxo magnético e consequentes forças electromotrizes induzidas nos enrolamentos. Isto corresponde ao aparecimento de indutâncias que limitam a corrente. Uma configuração alternativa, utilizando uma terceira bobina para acelerar o amortecimento do supercondutor em caso de falha é apresentado em (Matsumura, Uchii, & Yokomizu, 1997), (Lim, Kang, Choi, Lee, & Han, 2003) e (Lim, Choi, & Han, 2004).

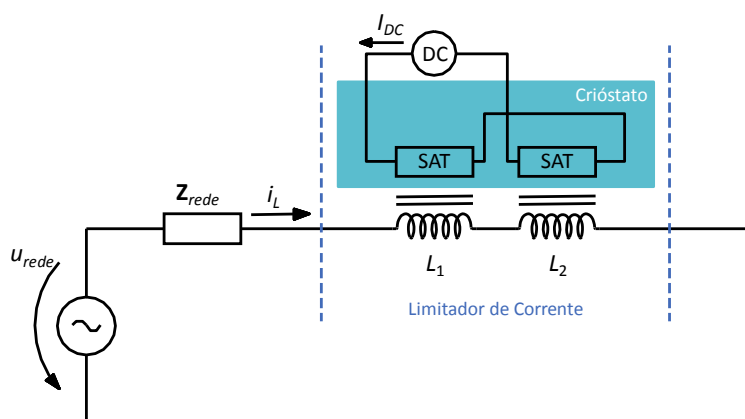
2.5.6.4 Limitadores Indutivos com Núcleo de Ar

Estes limitadores representam o equivalente dos anteriores, sendo o núcleo de ferro substituído por ar. Não se encontrando aplicações de potência na literatura, deixam-se contudo referências bibliográficas para o LCS formado por duas bobinas SAT em que o primário, interior, é ligado à rede, e o secundário, exterior, é deslizante em curto-circuito (Hatta, Nitta, Shirai, & Fujikawa, 2002); e de fluxo capturado (Matsumura, Kimura, Shimizu, Yokomizu, & Goto, 2003). Um dos grandes óbices destes limitadores é o facto de os núcleos de ar tornarem a limitação menos eficaz, pois a indutância introduzida na linha em caso de falha é muito menor do que na presença de um núcleo ferromagnético. Assim, para se obterem indutâncias com valores úteis na prática, são necessárias grandes quantidades de material supercondutor, na ordem de vários quilómetros.

2.5.6.5 Transdutor, Núcleos Saturados ou Núcleos de Ferro Polarizados em DC (Transductor, Saturated Cores, DC Biased Iron Cores)

O LCS com polarização DC (Jin, Dou, Liu, & Grantham, 1995), (Steurer & Frohlich, 1998), (Lee P. J., 2001), cujo diagrama esquemático se encontra representado na Figura 2.138, utiliza, ao contrário dos anteriormente referidos, elementos SAT sempre no estado supercondutor.

Figura 2.138: Diagrama esquemático do limitador de corrente transdutor, de núcleos saturados, ou de núcleos polarizados em DC.



O princípio base deste LCS, proposto originalmente por (Raju, Parton, & Bartram, 1982), passa pela utilização de dois núcleos de ferro fortemente saturados. As ligações são estabelecidas de modo a que o fluxo ligado nas bobinas L_1 e L_2 seja em sentidos opostos. Uma fonte DC alimenta bobinas supercondutoras que assim mantêm os núcleos saturados. O gráfico da Figura 2.139 mostra o andamento da característica magnética do dispositivo. Se a corrente sair da zona de serviço, a indutância sobe abruptamente, limitando-a pela queda de tensão indutiva que é originada. Os núcleos passam, alternadamente, pela região de não saturação. As bobinas supercondutoras representadas na Figura 2.138 podem ser reduzidas a uma única, quer o LCS seja monofásico, quer seja trifásico. Pode assim definir-se

$$L_{eq} = \frac{d\Psi}{di_L} \quad (2.111)$$

onde L_{eq} é o coeficiente de indução equivalente do dispositivo, Ψ o fluxo ligado com os primários e i_L a corrente de linha.

A empresa chinesa Innopower⁵² tem vindo a desenvolver um LCS de núcleos saturados trifásico, para a gama de 35 kV/90 MVA (Xin, et al., 2007), (Gong, et al., 2008), representado na Figura 2.140. Neste dispositivo é utilizada uma bobina DC supercondutora formada por 17600 metros de fita Bi-2223.

⁵² <http://www.innopower.com/english/index.asp>

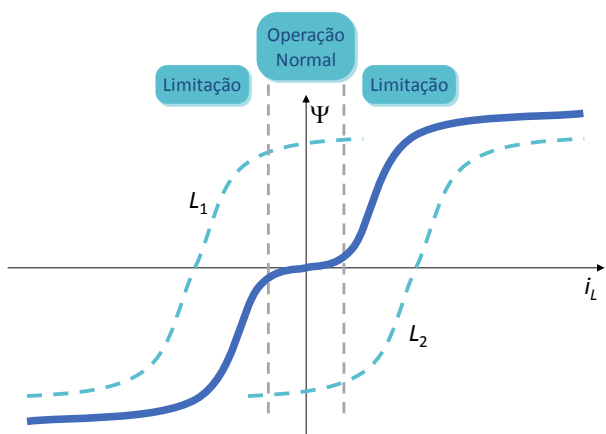


Figura 2.139: Característica magnética do LCS com polarização DC. As curvas a tracejado correspondem às características dos núcleos polarizados L_1 e L_2 . A curva a cheio corresponde à característica do dispositivo.



a) Representação do LCS onde se destacam: (I) bobinas AC; (II) bobina DC supercondutora; (III) núcleos de ferro.

b) Bobina DC supercondutora em Bi-2223.

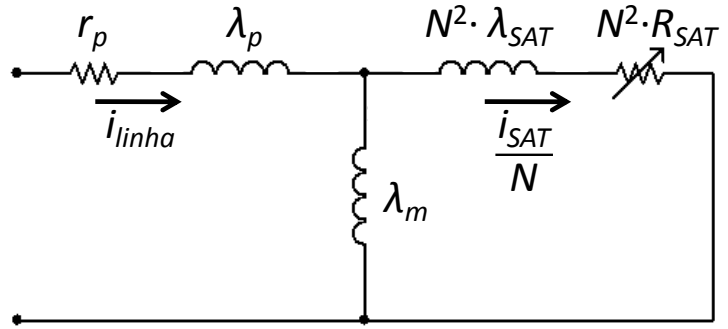
Figura 2.140: LCS de núcleos saturados trifásico, 35 kV/90 MVA, da Innopower. Retirado de (Gong, et al., 2008).

2.5.6.6 Modelização dos LCS Indutivos, de Blindagem Magnética ou Transformador

A modelização dos LCS indutivos, em estudo nesta dissertação, assenta geralmente em esquemas equivalentes de Steinmetz, à semelhança dos transformadores convencionais, por exemplo (Majoroš, Janšák, Sello, & Zannella, 1997), (Paul, et al., 1997) e (Meerovich & Sokolovsky, 2007). Um destes esquemas, reduzido ao primário, está representado na Figura 2.141, onde o parâmetro correspondendo à resistência do SAT, $N^2 \cdot R_{SAT}$, é variável. Geralmente os parâmetros do ramo longitudinal do primário, r_p e λ_p , respectivamente a resistência do primário e a indutância de dispersão, tal como a indutância de dispersão do secundário reduzida ao primário, $N^2 \cdot \lambda_{SAT}$, são desprezadas.

Figura 2.141: Esquema equivalente de Steinmetz de um LCS indutivo.

Na figura, r_p e λ_p , representam, respectivamente, a resistência e indutância de dispersão do primário, λ_m representa a indutância de magnetização, $N^2 \cdot R_{SAT}$ e $N^2 \cdot \lambda_{SAT}$ representam



a resistência e indutância de dispersão do SAT reduzidas ao primário, λ_{SAT} representa a indutância de magnetização, e i_{linha} e i_{SAT}/N representam a corrente da linha (ou do primário) e corrente do SAT reduzida ao primário.

Algumas referências caracterizam o limitador por uma impedância variável no tempo, ver por exemplo (Willén & Cave, 1995), (Zong, Wang, Sun, & Wang, 2003) e (Yamaguchi & Kataoka, 2008), correspondendo à associação em paralelo do ramo transversal do esquema equivalente com a resistência do SAT, sendo esta dependente do tempo. Esta abordagem considera que esta resistência varia com o tempo, o que, apesar de realmente se verificar, é devido à sua dependência da corrente, densidade de fluxo magnético e temperatura, e não ao tempo em si.

Existem outras limitações associadas a estes modelos, e talvez esta seja a razão porque se utilizam raramente, na prática. De facto, não tomam em consideração a saturação dos núcleos de ferro e a histerese do dispositivo, que determinam a resposta dinâmica do limitador. Estas características, saturação e histerese, devem assim ser incorporadas no modelo, embora aumentando a sua complexidade. Este é um dos pontos-chave do modelo desenvolvido na presente dissertação.

2.5.6.7 Conclusões

Enumeram-se seguidamente as vantagens e desvantagens centrais do LCS indutivo.

- Vantagens:
 - As pontas terminais de corrente são dispensáveis, com excepção da topologia de núcleos saturados (e da topologia de captura de fluxo, embora nesta não se encontrem aplicações de potência).
 - A impedância de limitação pode ser facilmente ajustada através do número de espiras do(s) primário(s).

- Os pontos quentes são mais facilmente suprimidos que no LCS resistivo, e o amortecimento não coloca questões de integridade física dos materiais, dado que estes não estão ligados directamente à linha de energia.
 - Na topologia de núcleos saturados, o SAT está sempre no estado supercondutor, logo, não apresenta perdas AC nem é submetido a amortecimentos, pelo que também não se coloca a questão da recuperação do estado supercondutor após a falha.
- Desvantagens:
 - Peso e volume consideráveis, devido aos núcleos de ferro.
 - Não funcionam em redes DC.
 - Quando são utilizados supercondutores maciços, estes dispositivos são difíceis de escalar para redes de alta tensão, devido à dificuldade em produzir materiais SAT homogéneos nas dimensões necessárias.

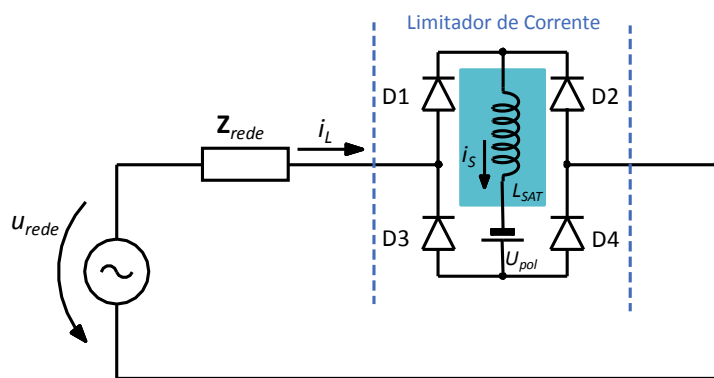
2.5.7 Limitadores de Corrente do Tipo Rectificador

O LCS do tipo rectificador é composto, na sua forma original, por uma ponte rectificadora, uma bobina SAT, cujo coeficiente de auto-indução deverá limitar a corrente de curto-circuito, e uma fonte de polarização DC, tal como representado na Figura 2.142 (Boenig & Paice, 1983). À semelhança do LCS de núcleos saturados, este dispositivo também utiliza a bobina SAT sempre no estado supercondutor. As diferentes variações deste tipo de LCS passam pelo controlo da ponte rectificadora, pela aplicação da fonte de polarização e pela utilização de um núcleo saturado.

2.5.7.1 Bobina de Núcleo de Ar com/sem Polarização DC (DC Reactor with/without DC Bias)

Com a ponte rectificadora pretendem-se evitar as perdas em corrente alternada no supercondutor. Embora o princípio de funcionamento deste limitador dispense a utilização de supercondutores, as perdas na bobina caso esta fosse constituída por materiais convencionais (como o cobre) inviabilizariam o dispositivo.

Figura 2.142: Diagrama esquemático do limitador de corrente do tipo rectificador com polarização DC.

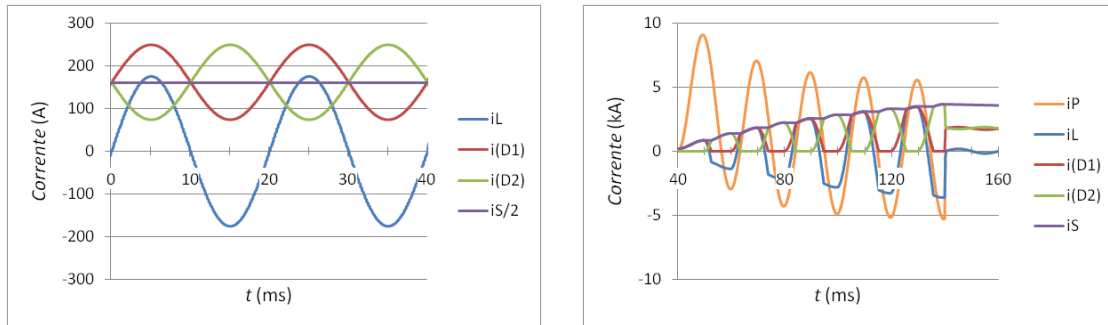


A operação deste LCS, em condições normais, está representada na Figura 2.143.a), onde $i(D1)$ e $i(D2)$ representam, respectivamente, as correntes nos díodos D1 e D2 da Figura 2.142. As simulações apresentadas, até referência em contrário, foram realizadas em MATLAB e Simulink⁵³. A corrente debitada pela fonte, i_S , divide-se igualmente pelos díodos da ponte, polarizando-os. Desde que a corrente de linha, i_L , não ultrapasse metade da corrente de polarização, todos os díodos estarão em condução, curto-circuitando os terminais do ramo composto pela bobina e fonte. Quando há uma falha, a corrente na linha aumenta, ultrapassando i_S . Desta forma, haverá díodos que bloqueiam, aparecendo na linha a indutância L_{SAT} . Esta situação está representada na Figura 2.143.b), para um valor desta indutância de 100 mH, sendo também apresentada a corrente prospectiva, i_p . Pela Figura 2.143.c) pode comparar-se o efeito da indutância, agora de 4 mH, na corrente limitada. Como se pode observar, i_L aproxima-se de i_p , pelo que o valor da indutância de limitação é crucial. Os parâmetros considerados para simulação foram uma tensão de alimentação de 8 kV, uma impedância da linha formada por uma resistência de 264 mΩ em série com uma bobina de 6,6 mH; uma resistência no ramo de limitação de 4 mΩ (para englobar a resistência das pontas terminais de corrente e das próprias uniões entre as fitas supercondutoras); uma fonte DC de 55 V; e uma carga representada por uma resistência de 64Ω. Alguns destes parâmetros foram retirados da referência (Boenig, Mielke, Burley, Chen, Waynert, & Willis, 2002) para aferição dos resultados de simulação.

A utilização da fonte DC tem implementação complexa e impõe um consumo que tem que ser contabilizado. Contudo, a sua supressão continua a permitir a operação do dispositivo como limitador de corrente. Contudo, o SAT passa a ficar sujeito a perdas em regime alternado (tanto maiores quanto menor o coeficiente de auto-indução da bobina de limitação), como se pode verificar pelas simulações apresentadas na Figura 2.144.a), que têm de ser contabilizadas. De qualquer forma,

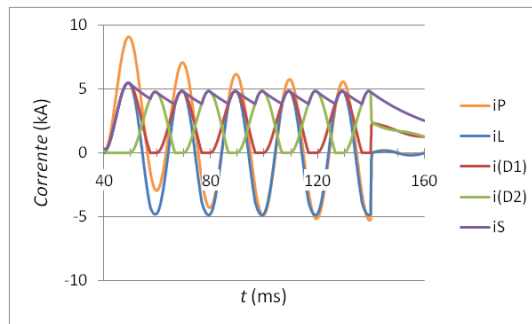
⁵³ <http://www.mathworks.com/>

os exemplos de LCS rectificadores realmente implementados que se encontram na bibliografia apontam para esta solução, como a seguir se indica. De facto, observando o desempenho em falha, Figura 2.144.b) e c), não há diferenças relativamente ao LCS com fonte.



a) Operação do LCS em regime normal. Como se pode verificar, a corrente no SAT, $i_{S/2}$, é constante.

b) Ocorrência de uma falha entre 40 e 140 ms, com uma bobina de limitação $L_{SAT} = 100$ mH.

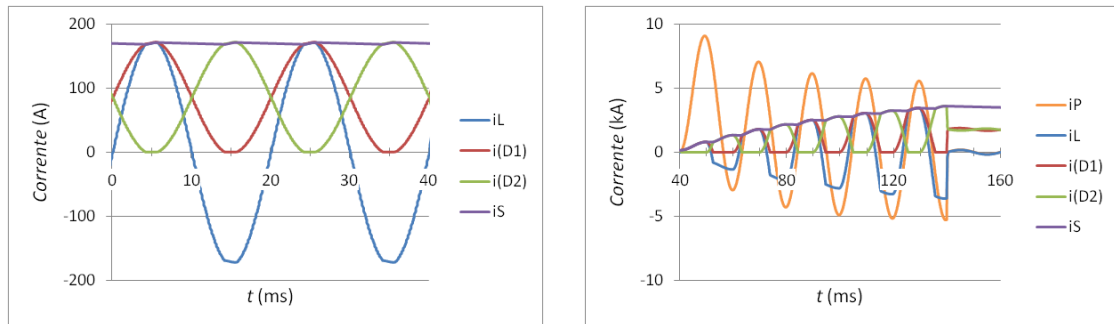


c) Ocorrência de uma falha entre 40 e 140 ms, com uma bobina de limitação $L_{SAT} = 4$ mH.

Figura 2.143: Operação do LCS rectificador com ponte não controlada e fonte de polarização.

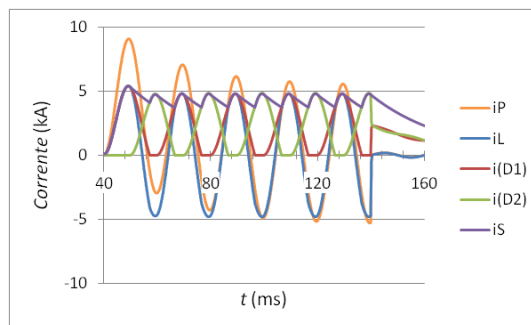
No âmbito do projecto Japonês Super-ACE (*Research and Development of Fundamental Technologies for Superconducting AC Power*) foi desenvolvido um electromagneto com 15 mH para um limitador visando as redes de transporte de várias dezenas de quilovolt, ver Figura 2.145. Os valores nominais do magneto desenvolvido, para um dispositivo monofásico, são 66 kV/750 A (49,5 MVA). O magneto suportou os ensaios de alta tensão sem degradação do dieléctrico (Yazawa, et al., 2005), e limita uma corrente prospectiva de 2,8 kA_p a 1,4 kA_p (Yazawa, et al., 2006). Esta foi a última fase do projecto, em termos deste limitador de corrente.

Um limitador trifásico para valores de 10,5 kV/1,5 kA (27 MVA) foi desenvolvido pelo Instituto de Engenharia Electrotécnica da Academia Chinesa de Ciências⁵⁴ (Wang, et al., 2006), (Hui, et al., 2006). O dispositivo não utiliza fonte de polarização, mas apresenta em série com a bobina supercondutora tiristores de comutação por porta integrada (IGCT, *Integrated Gate Controlled Thyristor*) em paralelo com resistências. Os IGCT estão à condução em operação normal, curto-circuitando as resistências.



a) Operação do LCS em regime normal. Não havendo polarização, a corrente no SAT, i_S , não é constante.

b) Ocorrência de uma falha entre 40 e 140 ms, com uma bobina de limitação $L_{SAT} = 100$ mH.

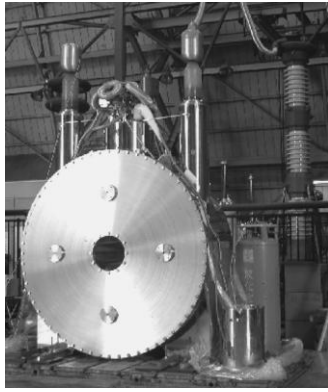


c) Ocorrência de uma falha entre 40 e 140 ms, com uma bobina de limitação $L_{SAT} = 4$ mH.

Figura 2.144: Operação do LCS rectificador com ponte não controlada e sem fonte de polarização.

Em falha, quando a corrente atinge um nível determinado, os IGCT são colocados ao corte, e as resistências são introduzidas no circuito, limitando a corrente durante alguns ciclos até os disjuntores dispararem. Um demonstrador deste dispositivo foi instalado na subestação de Gaoxi, na região de Hunan, na China, ver Figura 2.146.

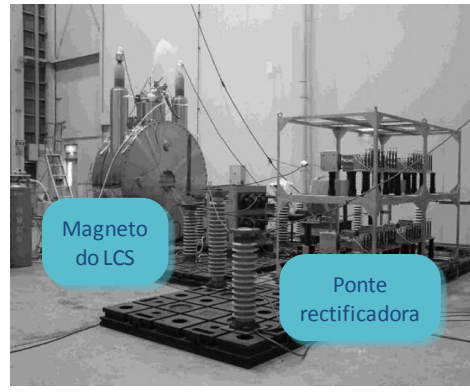
⁵⁴ <http://www.iee.ac.cn/en/>



a) Magneto supercondutor (Yazawa, et al., 2005).



b) Instalação para ensaios de alta tensão, idem.



c) Instalação para ensaios de curto-circuito (Yazawa, et al., 2006).

Figura 2.145: LCS rectificador do projecto Super-ACE.

Nos ensaios laboratoriais, num curto-circuito trifásico uma corrente prospectiva de 3500 A é limitada a 635 A, apresentando a bobina um coeficiente de auto-indução de 6,24 mH. Desde então o dispositivo tem estado a ser ensaiado em condições reais na subestação, não se encontrando ainda os resultados desses ensaios na literatura.



a) Bobina supercondutora.



b) Crióstatos em epoxy.



c) LCS na subestação de Gaoxi.

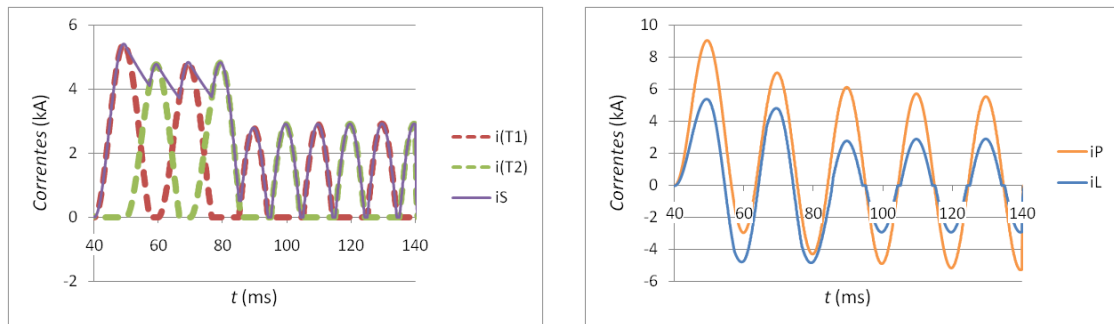
Figura 2.146: LCS rectificador do Instituto de Eng. Electrotécnica da Academia Chinesa de Ciências (Hui, et al., 2006).

2.5.7.2 Bobina com Núcleo de Ar e Ponte Rectificadora Controlada (DC Reactor with Controlled Bridge)

A utilização de pontes comandadas, recorrendo a tiristores como semicondutores, permite não só a limitação da corrente de falha, como a regulação do seu valor. Em operação normal os tiristores

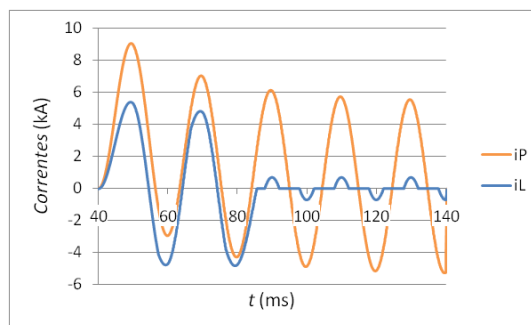
devem ter um ângulo de disparo $\alpha = 0^\circ$, que será alterado uma vez detectada a falha. Esta característica está ilustrada na Figura 2.147, para diferentes valores do ângulo de disparo. Nessa figura, a falha ocorre em $t = 40$ ms e é detectada dois ciclos depois, sendo comparadas as limitações com $\alpha = 45^\circ$ e $\alpha = 70^\circ$. No primeiro caso, a amplitude da corrente de linha, i_L , é cerca de 50% da amplitude da corrente prospectiva, i_P , enquanto no segundo caso é cerca de 10%. Obviamente há um preço a pagar por esta aparente melhoria de desempenho, que consiste nas mais elevadas tensões a que o dispositivo fica sujeito quanto maior for a limitação. Este facto está representado na Figura 2.148 onde as sobretensões nos tiristores (que surgem quando estes estão ao corte) apresentam um valor eficaz mais elevado para $\alpha = 70^\circ$ do que para $\alpha = 45^\circ$.

Um dos projectos demonstradores mais emblemáticos do presente LCS foi o desenvolvido pelo Centro de Tecnologia da Supercondutividade (*Superconductivity Technology Center*⁵⁵) do Laboratório Nacional de Los Alamos (*Los Alamos National Laboratory*⁵⁶) nos Estados Unidos da América.



a) Operação do LCS em limitação. O ângulo de disparo é $\alpha = 0^\circ$ até $t = 80$ ms e $\alpha = 45^\circ$ a partir daí.

b) Correntes limitada e prospectiva para um ângulo de disparo $\alpha = 0^\circ$ até $t = 80$ ms e $\alpha = 45^\circ$ a partir daí.

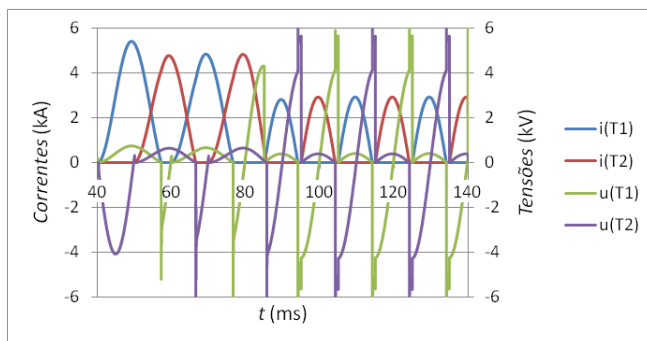


c) Correntes limitada e prospectiva para um ângulo de disparo $\alpha = 0^\circ$ até $t = 80$ ms e $\alpha = 70^\circ$ a partir daí.

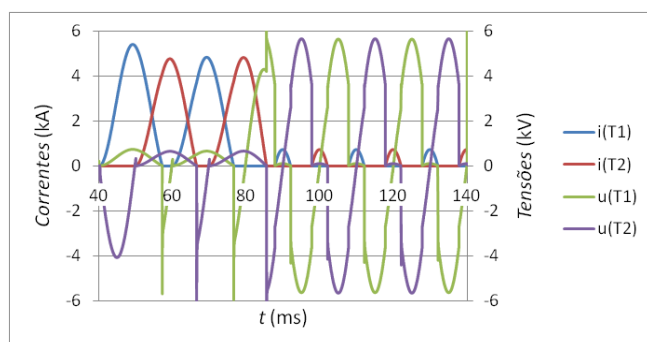
Figura 2.147: Operação do LCS rectificador com ponte controlada e sem fonte de polarização.

⁵⁵ <http://www.lanl.gov/orgs/mpa/stc/>

⁵⁶ <http://www.lanl.gov/>



a) Ângulo de disparo $\alpha = 45^\circ$ a partir de $t = 80$ ms.



b) Ângulo de disparo $\alpha = 70^\circ$ a partir de $t = 80$ ms.

Figura 2.148: Operação em modo de limitação do LCS rectificador com ponte controlada, para diferentes ângulos de disparo dos tiristores.

Pode ser encontrada informação detalhada sobre o evoluir dos limitadores de corrente desenvolvidos pelo centro, que se iniciaram com supercondutores de baixa temperatura, em (Boenig & Paice, 1983), (Leung, et al., 1997), (Leung, et al., 2000), (Boenig, Mielke, Burley, Chen, Waynert, & Willis, 2002) e (Waynert, Boenig, Mielke, Willis, & Burley, 2003). Foi desenvolvido um LCS trifásico para 12,5 kV/1200 A (26 MVA), tendo a bobina supercondutora um coeficiente de auto-indução de 4 mH, conseguido à custa de 15 km de fita Bi-2223. O dispositivo está representado na Figura 2.149 tendo sido instalado junto a uma subestação do laboratório. Este dispositivo foi designado de controlador de corrente de falha (*fault current controller*) devido à sua capacidade de monitorização contínua da corrente e mesmo da sua interrupção. Os ensaios trifásicos revelaram falhas no isolamento do barramento de alta tensão, devido a sobretensões. Não têm sido divulgados mais resultados desde que o barramento foi redesenhado (Waynert, Boenig, Mielke, Willis, & Burley, 2003).



a) Unidade monofásica.

b) Aspecto do LCS, alojado no reboque de um camião.

Figura 2.149: LCS rectificador trifásico desenvolvido pelo Laboratório Nacional de Los Alamos.

2.5.7.3 Conclusões

As principais vantagens e desvantagens do LCS rectificador podem resumir-se como:

- Vantagens:
 - Os pontos quentes são mais facilmente eliminados dado que o material está sempre no estado supercondutor.
 - Em operação normal há nenhuma ou poucas perdas AC, quando comparado com os limitadores indutivo e resistivo.
- Desvantagens:
 - Necessitam de uma quantidade elevada de material SAT para construir as bobinas de núcleo de ar (na ordem dos quilómetros).
 - Perdas nos dispositivos semicondutores.

2.5.8 Limitadores de Corrente Trifásicos

Como referido, os limitadores trifásicos podem ser constituídos por módulos monofásicos, numa das topologias resistiva, indutiva ou rectificadora, ou podem apresentar uma configuração híbrida indutiva/rectificadora. Embora pareça ter terminado o interesse por LCS rectificadores, nomeadamente devido às perdas nos semicondutores, o seu princípio pode ser aplicado a esta topologia, exclusivamente trifásica, em que se reduz consideravelmente a quantidade de material supercondutor necessário para as bobinas, por só se usar um elemento SAT.

2.5.8.1 Limitador de Corrente Trifásico Puro

Este dispositivo encontra-se descrito em (Yamaguchi, Fukui, Satoh, Kaburaki, Horikawa, & Honjo, 1999), (Nomura, Yamaguchi, Fukui, Yokoyama, Satoh, & Usui, 2001), (Satoh, et al., 2001) e (Sato,

Yamaguchi, Fukui, Watanabe, Matsumura, & Shimizu, 2003). Note-se que os dispositivos anteriores, quando trifásicos, são formados por três módulos monofásicos. Neste caso é necessário um transformador trifásico (embora os autores da topologia mencionem três núcleos monofásicos) e uma bobina supercondutora. A topologia encontra-se representada na Figura 2.150, em que, novamente, a ponte com semicondutores impõe uma corrente rectificada à bobina SAT. Nessa figura, Z_{redeA} , Z_{redeB} e Z_{redeC} correspondem, respectivamente, às impedâncias das fases A, B e C; i_{LA} , i_{LB} e i_{LC} às correntes de linha das mesmas fases; i_S à corrente na bobina supercondutora; e i_{rA} , i_{rB} e i_{rC} às correntes de entrada da ponte rectificadora.

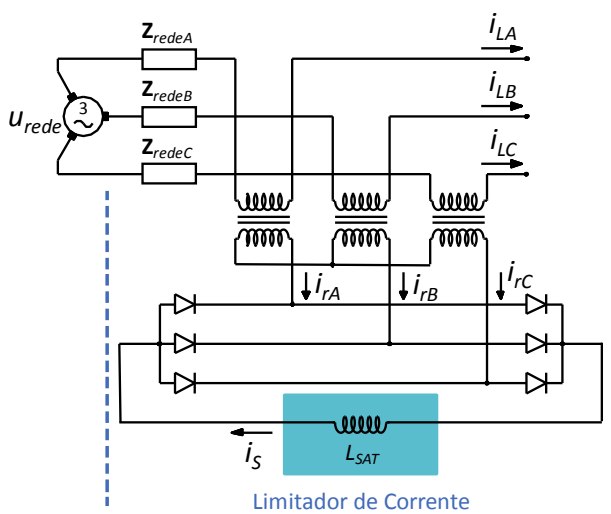


Figura 2.150: Diagrama esquemático do limitador de corrente trifásico.

De seguida descreve-se o funcionamento do dispositivo numa rede com impedância e cargas equilibradas. Como referido, a corrente em L_{SAT} corresponde à rectificação das correntes nos ramos de entrada da ponte, ver Figura 2.151.a) sendo estas uma imagem das correntes de linha por via da relação de transformação (igual a um na simulação). Em falha, ver Figura 2.151.b), a bobina limita a taxa de variação da corrente, o que se reflecte nas correntes de linha. Na Figura 2.152.a) apresenta-se a comparação entre as correntes nas fases e as correntes prospectivas, para uma falha simultânea nas três fases, verificando-se, para este caso, uma redução de cerca de 30%, passado o transitório. Contudo, o desempenho do LCS é degradado se a falha for apenas numa fase, como apresentado na Figura 2.152.b). Pode verificar-se que, embora a corrente seja limitada na fase em que há a falha, a corrente aumenta nas outras, o que não sucederia no caso de existirem três limitadores monofásicos.

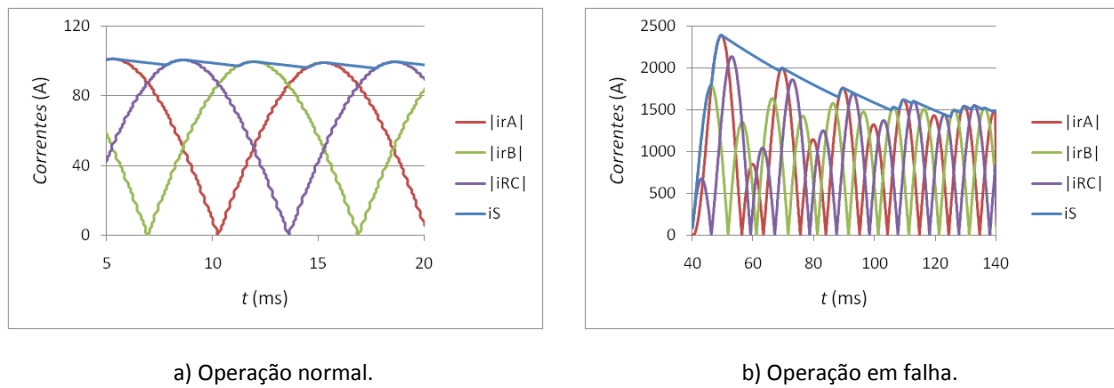


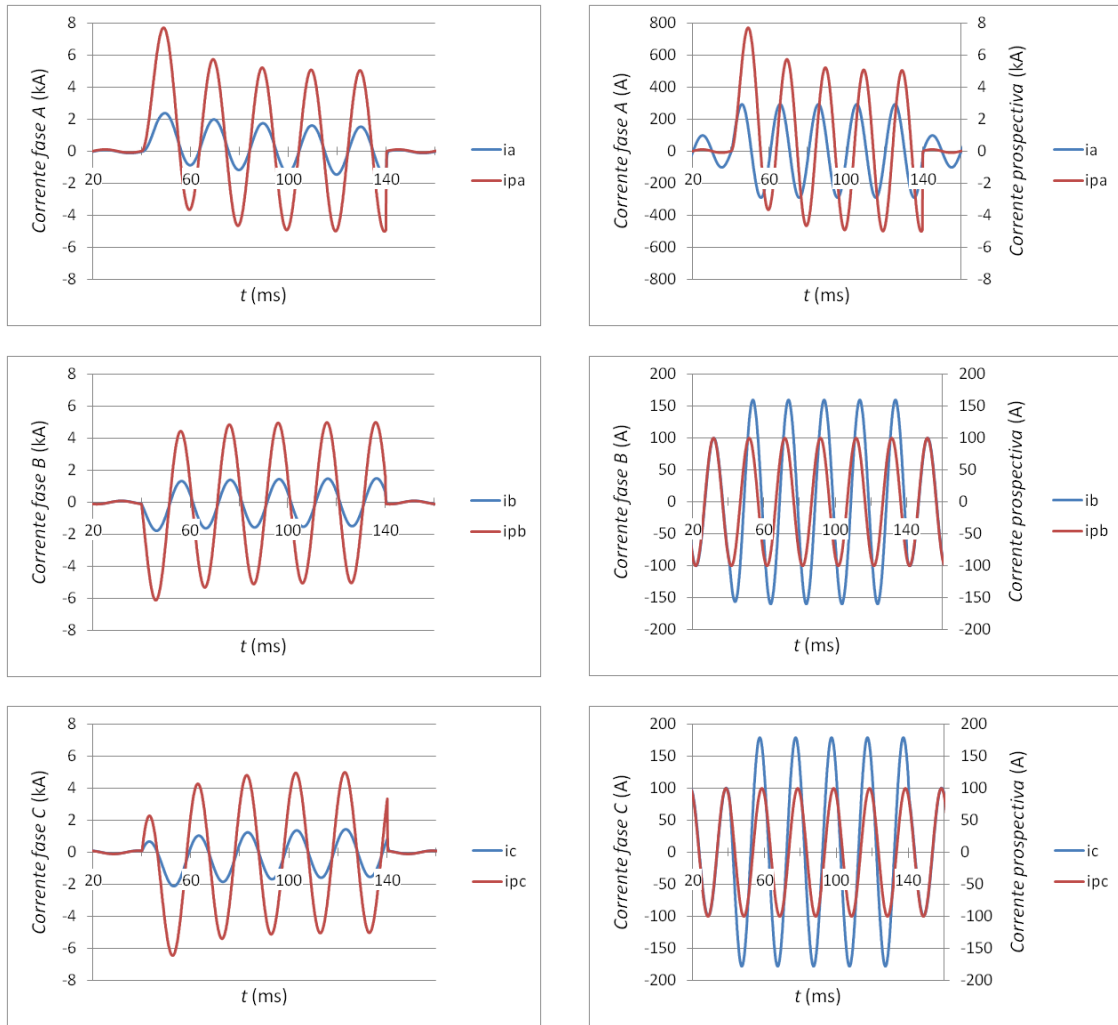
Figura 2.151: Módulo das correntes na entrada da ponte, $|i_a|$, $|i_b|$ e $|i_c|$ (ramos A, B e C, respectivamente) e no SAT, i_S . Situação de rede e cargas equilibradas.

Neste exemplo, a corrente de linha nas fases “boas” aumenta em mais de 50% relativamente ao valor nominal. O cenário torna-se ainda pior caso as cargas da rede não sejam equilibradas. Neste caso, a impedância introduzida pelo limitador em operação normal altera a impedância vista pelo gerador trifásico, o que é inaceitável, ver Figura 2.153. Talvez pelas razões apresentadas, esta topologia de LCS apenas se encontre na literatura desenvolvida em simulação e em modelos laboratoriais, sendo apresentada para cargas equilibradas e falhas simultâneas nas três fases.

2.5.8.2 Conclusões

As vantagens e desvantagens do LCS trifásico, relativamente às topologias que empregam três LCS rectificadores monofásicos são:

- Vantagens:
 - Utilização de menos material supercondutor (apenas uma bobina, e não três).
- Desvantagens:
 - Mais pesado, devido ao(s) núcleo(s) de ferro.
 - Falhas só numa fase afectam as restantes.
 - Limitado a redes com cargas equilibradas (por exemplo, motores eléctricos).



a) Desempenho do LCS trifásico para uma falha simultânea nas três fases, entre 40 e 140 ms.

b) Desempenho do LCS trifásico para uma falha na fase A, entre 40 e 140 ms.

Figura 2.152: Operação do LCS trifásico, para falhas nas três fases em simultâneo e numa só fase. As correntes limitadas são i_a , i_b e i_c (para as fases A, B e C, respectivamente) e as prospectivas são i_{pa} , i_{pb} e i_{pc} (idem).

2.5.9 Conclusões

Nesta secção descreveram-se os principais tipos de limitadores de corrente supercondutores encontrados na literatura em aplicações reais de potência. Do exposto, entende-se que as topologias que apresentam maiores potencialidades são a resistiva ou a indutiva. A primeira já demonstrou a sua viabilidade técnica em redes de média tensão, como confirmado no projecto CURL 10. As novas abordagens, nomeadamente a de amortecimento assistido por campo magnético, podem resultar quer em dispositivos mais robustos, quer em limitadores adequados para tensões da rede de transporte, tal como preconizado pelos seus autores.

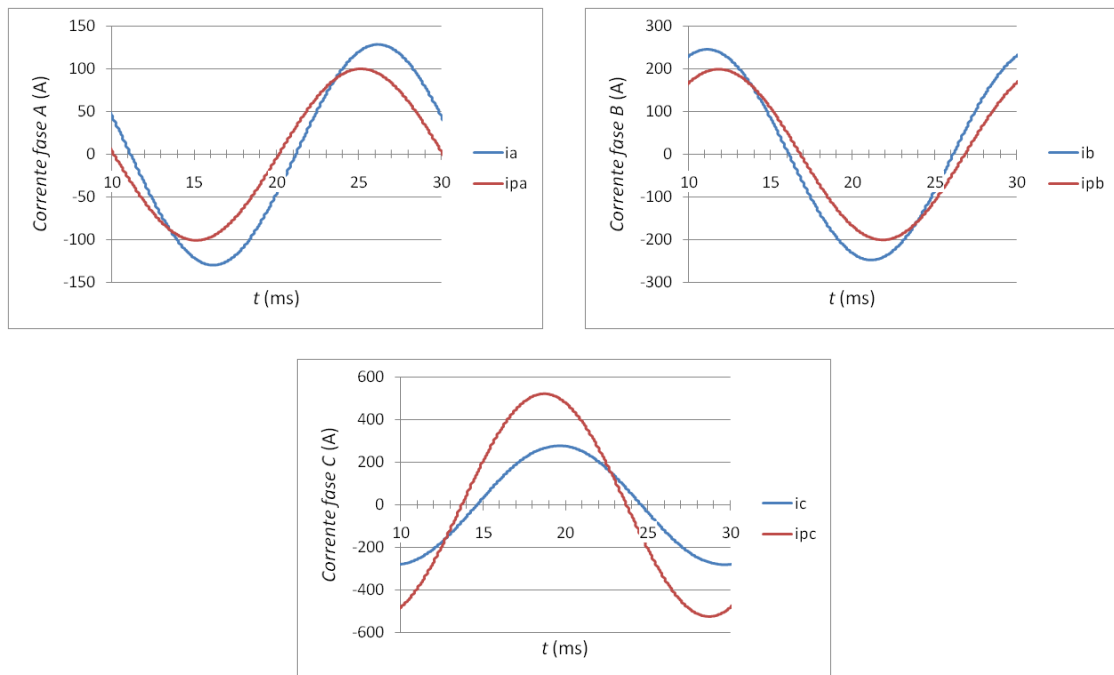


Figura 2.153 Operação do LCS trifásico com cargas desequilibradas. As cargas nas fases A, B e C são, respectivamente, $64 \, \Omega$, $32 \, \Omega$ e $12 \, \Omega$. As correntes nas fases são i_a , i_b e i_c e as correntes sem LCS são i_{pa} , i_{pb} e i_{pc} .

Em termos dos limitadores indutivos, também estes demonstraram a sua viabilidade técnica em redes de média tensão, como provado pelo projecto da ABB, pese embora o facto de ser necessário fabricar elementos supercondutores com forma e volume consideráveis. O advento das fitas de segunda geração, para substituírem os secundários maciços em certas topologias, é apontado como potencial motivo de desenvolvimento, pese embora o facto de, também pela necessidade de núcleos de ferro, não serem facilmente escaláveis para redes de maior tensão. De qualquer forma, podem integrar redes de distribuição em baixa ou média tensão, o que poderá ser vantajoso, em qualquer das topologias, se existirem outros dispositivos supercondutores. Desta forma, a criogenia, e suas perdas, pode ser partilhada. Qualquer destes dispositivos pode desempenhar um papel determinante no advento da geração distribuída renovável (como a eólica), tal como preconizado em (Pina, Ventim Neves, Álvarez, & Rodrigues, 2010), de modo a limitar a corrente de curto-circuito adicional introduzida por estas fontes. Esta é uma das razões que motiva o seu estudo nesta dissertação.

3 Motor Síncrono Linear Todo Supercondutor

3.1 Introdução

O diamagnetismo e ancoramento de fluxo observado em materiais SAT leva naturalmente ao interesse em aplicações envolvendo levitação, como é o caso do motor síncrono linear (MSL). Outra vantagem potencial da utilização de supercondutores em máquinas eléctricas, como já referido na revisão bibliográfica, é a possibilidade de eliminar o ferro das mesmas, originando consequentemente dispositivos mais leves e com menor volume. Estas máquinas podem também encontrar potencial aplicação em ambientes onde já exista criogenia, ou que sejam naturalmente criogénicos. A este respeito, é adequado referir que, com o recrudescimento do interesse de alguns países no estabelecimento de bases lunares, os dispositivos baseados em supercondutores, nomeadamente os de alta temperatura, encontraram novo foco de interesse. Isto passa-se porque junto aos pólos da Lua existem zonas sombreadas (tipicamente crateras dentro de outras, chamando-se crateras duplamente sombreadas – *double-shaded craters*) onde a temperatura não ultrapassa os 50 K (Ryan, Underwood, McKellip, Brannon, & Russell, 2008). Nestas aplicações são importantes, por razões óbvias, máquinas mais leves, como é exemplo a que aqui se apresenta.

O projecto de motores supercondutores apresenta diversas especificações que não são observadas quando se trata de motores clássicos, para além das considerações sobre criogenia, como por exemplo a rigidez das fitas supercondutoras, quando estas são utilizadas nos enrolamentos da armadura. As suas limitações de curvatura tal como a degradação de propriedades face à presença de componentes de densidade de fluxo perpendiculares à superfície da fita, devido à ausência do ferro como canalizador de fluxo magnético, têm que ser consideradas, podendo tornar as aplicações menos atractivas e até por vezes inviáveis.

Este capítulo pretende assim examinar os principais aspectos do projecto de um motor síncrono linear apenas com materiais supercondutores de alta temperatura na armadura e na excitação. São descritas as metodologias analíticas e numéricas envolvidas no projecto, sendo o motor constituído, mais concretamente, por fita Bi-2223 nos enrolamentos da armadura e por dois magnetos de fluxo residual em Y-123 na excitação. É ainda feita uma breve referência ao controlo do motor através de um ondulator de corrente ideal, e uma abordagem ao estudo da força magnetomotriz num motor semelhante mas com núcleo de ferro.

Refira-se por último que a ideia base do motor aqui apresentado foi inicialmente sugerida pelo Professor Malcolm McCulloch da Universidade de Oxford, aquando do projecto Supermachines⁵⁷.

O trabalho apresentado neste capítulo deu origem às referências (Pina J. M., Ventim Neves, McCulloch, & Rodrigues, 2006), (Pina, Ventim Neves, & Rodrigues, 2007), (Pina, Ventim Neves, & Leão Rodrigues, 2007), (Pina, Gonçalves, Pereira, Álvarez, Ventim Neves, & Rodrigues, 2008) e (Pina, et al., 2010).

3.2 Desenho do Motor

O termo *motor todo supercondutor* está relacionado com a ausência de condutores de cobre assim como de partes em ferro. O motor é constituído por fitas Bi-2223 nos enrolamentos da armadura, de modo a que, potencialmente, sejam alcançáveis elevadas densidades de corrente, e dois magnetos de fluxo residual em Y-123 na parte móvel, de modo a se obter altas densidades de fluxo ancorado. Ambos os materiais estão disponíveis comercialmente, o que é um dos pressupostos do trabalho.

É sobejamente conhecido que os materiais ferromagnéticos são utilizados em máquinas eléctricas como meios condutores e amplificadores de fluxo magnético, permitindo a ligação magnética entre circuitos (por exemplo nos transformadores) ou a interacção do fluxo com correntes ou outros campos magnéticos, gerando forças e binários (por exemplo nos motores síncronos). Com excepção dos entreferros, praticamente todo o fluxo está confinado aos materiais ferromagnéticos, minimizando-se a dispersão. Contudo, estes materiais impõem restrições no desenho das máquinas eléctricas: uma, relacionada com a saturação da indução magnética (tipicamente inferior a 1,8 T (Say, 1983)) que leva a não linearidades, complexificando o projecto das máquinas; a outra, imposta pelas características físicas dos materiais, nomeadamente a sua elevada densidade, que, associada ao facto da potência de saída de uma máquina eléctrica estar directamente relacionada com o seu volume activo (Vajda, Szalay, Gobl, Meerovich, & Sokolovsky, 1999), tornam o peso e volume factores determinantes quando se projectam dispositivos de elevada potência específica. Adicionalmente, as perdas por histerese e correntes de Foucault são geradas no ferro. Estas razões constituem uma motivação para o desenho de máquinas eléctricas sem ferro, nomeadamente recorrendo à utilização de materiais SAT. Outro ponto explorado no trabalho foi a substituição dos condutores convencionais por Bi-2223, constituindo-se assim um motor todo supercondutor.

⁵⁷ Supermachines: Advanced Rotating Electrical Machines Exploiting High Temperature Superconducting Components, HPRN-CT-2000-00036.

3.2.1 Armadura

A armadura em Bi-2223 é um dos pontos mais sensíveis no desenho do motor, o que é causado, em parte, pelo seu carácter quebradiço, que impõe restrições físicas como o raio mínimo de curvatura.

A armadura é constituída por uma camada única de bobinas com fita Bi-2223 empilhada (*stacked*). As características do material utilizado, adquirido à empresa Innost⁵⁸, estão descritas na Tabela 3.1. É interessante comparar a densidade crítica de corrente de engenharia, 93 A/mm², com a densidade de corrente normalmente considerada para o cobre, no projecto de máquinas eléctricas, cerca de 4 A/mm² (Say, 1983).

Modelo	<i>Insulated wire</i>
Corrente crítica	90 A
Densidade crítica de corrente de engenharia	93 A/mm ²
Largura	4,2 (± 0,2) mm
Espessura	0,23 (± 0,02) mm
Raio mínimo de curvatura	30 mm (5% de degradação em I_c)

Tabela 3.1: Características da fita Bi-2223 adquirida à Innost.

As variáveis relacionadas com os enrolamentos da armadura estão representadas na Figura 3.1 e especificadas na Tabela 3.2. Os enrolamentos foram executados utilizando um dispositivo simples construído para o propósito, suportados em moldes de nylon previamente maquinados, ver Figura 3.2 para as dimensões dos moldes e Figura 3.3 para fotografias dos enrolamentos finais e do seu processo de bobinagem.

⁵⁸ http://www.innost.com/e_index.asp

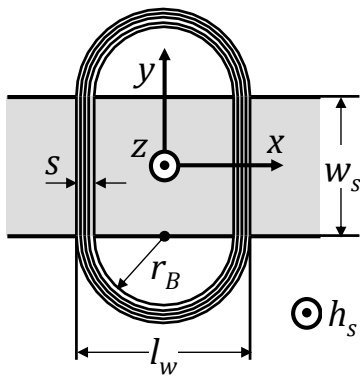


Figura 3.1: Dimensões relevantes dos enrolamentos da armadura: espessura de uma perna do enrolamento, s , comprimento activo considerado para efeitos de cálculo, w_s , raio de curvatura, r_b , e largura do enrolamento, l_w .

Variável	Significado	Valor
N	Número de espiras do enrolamento	20
s	Espessura média da perna do enrolamento	5 mm
r_b	Raio de curvatura	30 mm
$l_w = 2 \times (r_b + s)$	Largura do enrolamento	70 mm
h_s	Altura dos enrolamentos	4,2 mm
g	Distância entre enrolamentos adjacentes	3 mm
w_s	Comprimento útil do enrolamento	80 mm

Tabela 3.2: Características dos enrolamentos.

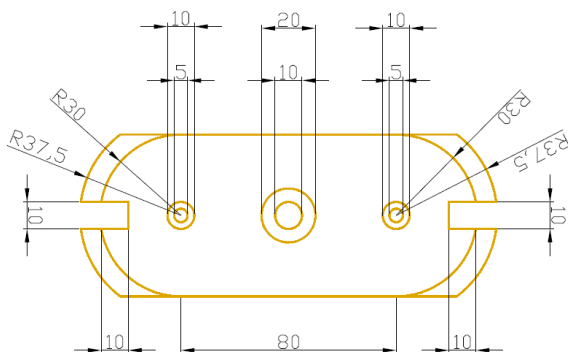


Figura 3.2: Vista em planta, com dimensões em milímetros, dos moldes construídos em nylon.

A armadura é constituída por um estator duplo, de modo a minimizar as componentes x da densidade de fluxo, ou seja, as componentes perpendiculares à fita Bi-2223 que degradam acentuadamente a sua corrente crítica.



a) Enrolamento da fita Bi-2223 em torno do molde de nylon.



b) Enrolamento finalizado, suportado por um molde de nylon e consolidado com epoxy.

Figura 3.3: Construção dos enrolamentos da armadura do motor linear.

Sendo as três fases designadas por A, B e C, de modo a que se forme uma onda viajante de densidade de fluxo no ar, é necessário que estas se encontrem desfasadas no espaço de $2\pi/3$, o que origina uma sequência +A, -C, +B, -A, +C, -B e assim sucessivamente. O desenho da armadura começou por considerar apenas um estator, tal como se observa na Figura 3.4. Contudo, como se verá, a topologia com estator duplo, representada na Figura 3.5, embora mais complexa, apresenta vantagens preponderantes. Na Figura 3.6 podem observar-se as componentes normal (segundo z) e tangencial (segundo x) da densidade de fluxo num plano paralelo aos enrolamentos, caso fosse usado apenas um estator, obtidas por simulação com o Flux2D. A comparação com os resultados obtidos quando se usa um estator duplo, representados na Figura 3.7, sufraga a oportunidade desta última opção. De facto, com estator duplo a componente normal da densidade de fluxo duplica face à topologia com um único estator, enquanto a componente tangencial é praticamente eliminada. Refira-se ainda que, com um estator, esta última componente atinge valores superiores aos da normal, como se pode observar na Figura 3.6.



Figura 3.4: Disposição das fases num estator simples.

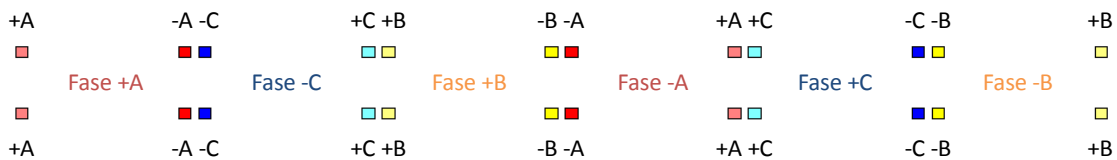


Figura 3.5: Disposição das fases num estator duplo.

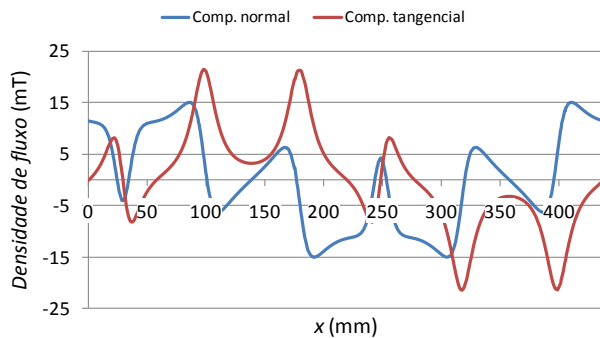


Figura 3.6: Componentes da densidade de fluxo produzidas por um estator, medidas num plano situado a 10 mm das bobinas. Para as simulações são consideradas correntes trifásicas de amplitude 65 A. O gráfico diz respeito ao instante em que as correntes nas fases A, B e C, i_a , i_b e i_c , são, respectivamente, 65, 0 e -65 A.

As linhas de fluxo, para o caso do estator único, estão representadas na Figura 3.8, percebendo-se a existência de componente tangencial da densidade de fluxo em planos paralelos ao estator. Este facto é confirmado pela observação do andamento desse vector, representado na Figura 3.9. Na Figura 3.10 representam-se as linhas de fluxo para o caso do estator duplo. É perceptível, por observação das linhas, o desaparecimento da componente tangencial da densidade de fluxo no plano intermédio, facto patente na Figura 3.7 e que é novamente confirmado na Figura 3.11.

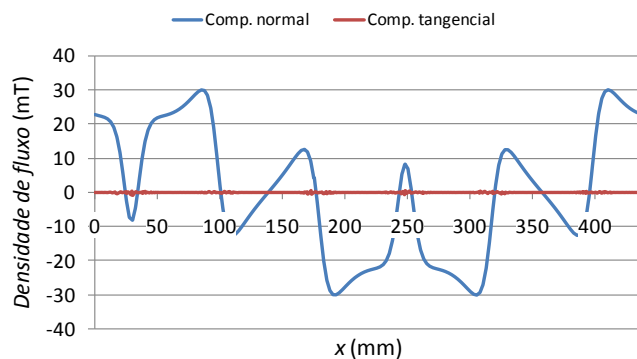
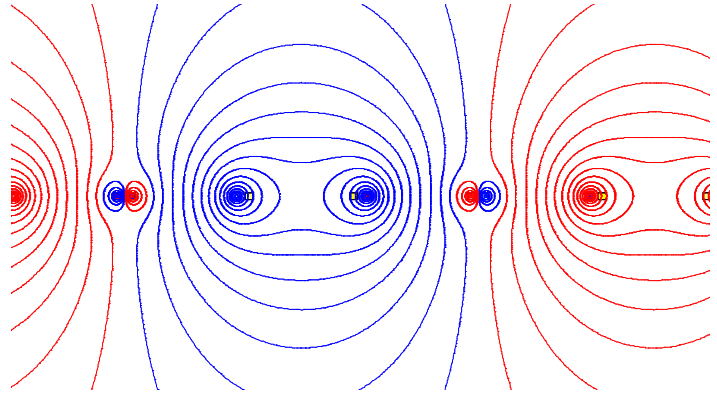


Figura 3.7: Componentes da densidade de fluxo produzidas por um estator duplo, medidas num plano situado a 10 mm das bobinas. Para as simulações são consideradas correntes trifásicas de amplitude 65 A. O gráfico diz respeito ao instante em que as correntes nas fases A, B e C, i_a , i_b e i_c , são, respectivamente, 65, 0 e -65 A.

Figura 3.8: Linhas de fluxo obtidas na configuração com estator simples. É clara a presença de componente tangencial da densidade de fluxo em planos paralelos à superfície do estator.



Como se verá posteriormente, esta componente está directamente relacionada com a força de levitação exercida na parte móvel do motor, pelo que convém ser nula na posição de equilíbrio do mesmo, para não perturbar o movimento.

Figura 3.9: Representação do vector densidade de fluxo, obtido na configuração com estator simples, num plano situado a 10 mm do estator. É clara a presença de componente tangencial da densidade de fluxo.

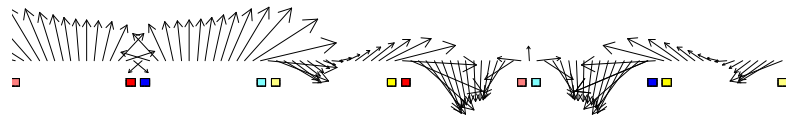
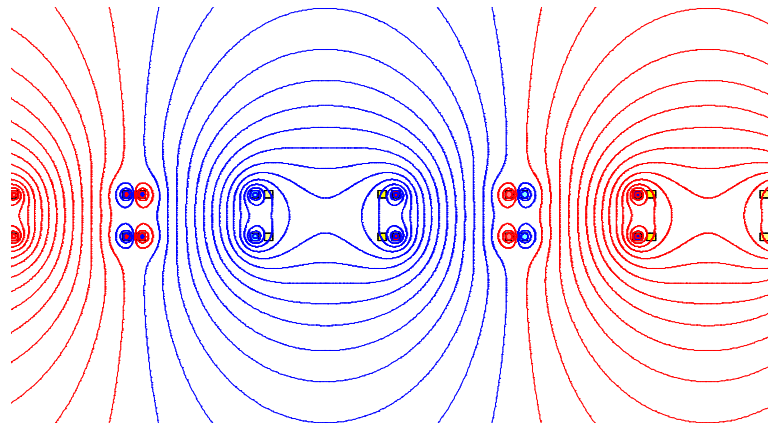


Figura 3.10: Linhas de fluxo obtidas na configuração com estator duplo. A componente tangencial da densidade de fluxo no plano entre os estatores é praticamente anulada.



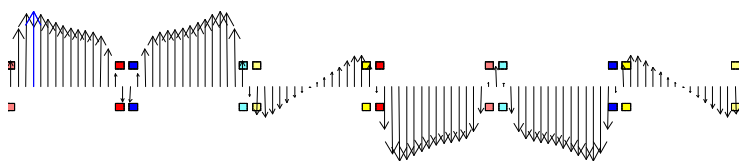


Figura 3.11: Representação do vector densidade de fluxo, obtido na configuração com estator duplo, num plano situado a 10 mm de cada estator. A componente tangencial da densidade de fluxo

no plano entre os estatores é imperceptível.

Na Figura 3.12 apresentam-se os enrolamentos da armadura montados numa estrutura de tufnol kite, um material dieléctrico não magnético. Todas as fixações estruturais são realizadas com parafusos de nylon, de modo a evitar distorção dos campos magnéticos.

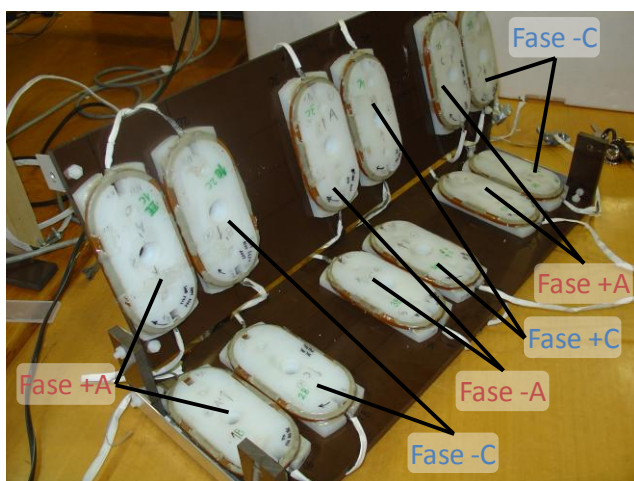


Figura 3.12: Estator do motor linear, formado pelos enrolamentos em Bi-2223, montados numa estrutura de tufnol kite. Todos os parafusos utilizados são em nylon, de modo a que não haja distorção da densidade de fluxo. A fase B não se encontra presente, dado que, como se verá posteriormente, não será necessária para os cálculos das forças estáticas.

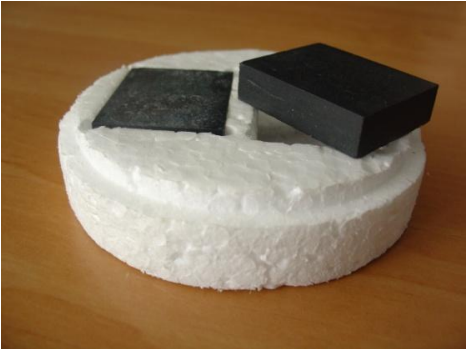
3.2.2 Parte Móvel

A parte móvel do motor, que compreende a excitação, é constituída por dois magnetos de fluxo residual, cada um composto por um bloco de Y-123 com dois domínios. Estes blocos, exibidos na Figura 3.13, foram adquiridos à empresa ATZ GmbH⁵⁹ encontrando-se as suas principais características descritas na Tabela 3.3.

⁵⁹ http://www.atz-gmbh.com/ATZ_GmbH/atz_gmbh.html

O modelo pilha de areia (Fukai, Tomita, Murakami, & Nagatomo, 2001) é aplicado para se determinar numericamente o fluxo que pode ser ancorado nos blocos, juntamente com uma densidade de corrente crítica constante, de acordo com o modelo de Bean (Bean, 1964). Estas duas abordagens têm demonstrado levar a resultados coerentes com os obtidos experimentalmente (Aydiner & Yanmaz, 2005). De acordo com a metodologia exposta na Secção 2.2.3, pode calcular-se o campo que é possível ancorar nos supercondutores, considerando simplifcadamente que são constituídos por um único domínio apenas. As componentes do campo estão representadas na Figura 3.14, verificando-se que a componente normal à superfície do bloco supercondutor, a 2 mm da mesma, atinge o valor de 252 mT. Como se pode verificar na figura, as componentes de campo normais à superfície da fita Bi-2223, B_x , atingem um valor da mesma ordem de grandeza da componente tangencial, B_z , neste caso cerca de 128 mT. A densidade crítica de corrente considerada é de 5,25 kA/cm², por razões descritas posteriormente.

Figura 3.13: Blocos de Y-123 adquiridos à empresa ATZ GmbH, para constituírem a excitação do motor linear sob a forma de magnetos de fluxo residual.



Material	Y-123 texturado por fusão
Composição	$Y_{1.6}Ba_2Cu_3O_{7-x}$
Número de domínios por bloco	2
Dimensões (mm)	40 × 32 × 10
Densidade crítica de corrente (kA/cm ²)	30-40 a 77 K

Tabela 3.3: Características dos blocos de Y-123 adquiridos à ATZ GmbH. Os dados são do fabricante.

Os blocos de Y-123 são magnetizados em sentidos opostos, tal como a situação ilustrada na Figura 3.15, obtida por simulação com a aplicação de elementos finitos 3D Nablax⁶⁰ (Pecher, McCulloch, Chapman, Prigozhin, & Elliott, 2003), desenvolvida na Universidade de Oxford.

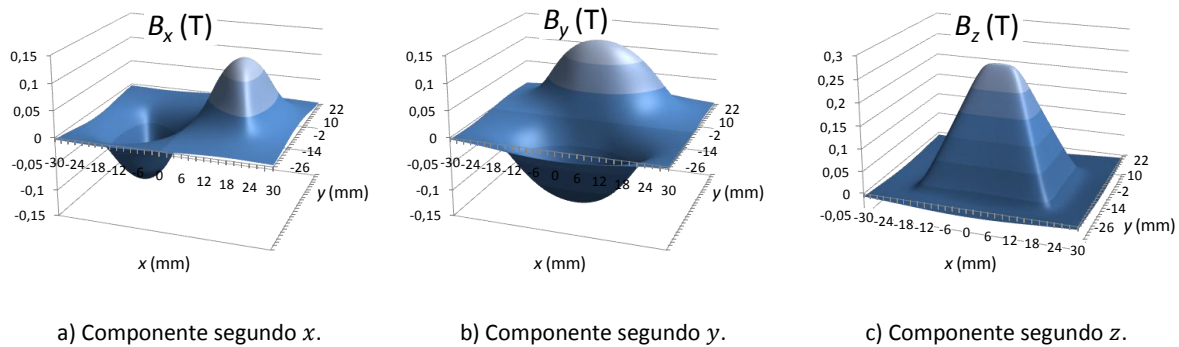


Figura 3.14: Cálculo numérico, através do modelo pilha de areia, das componentes da densidade de fluxo ancorada num bloco de dimensões 40 mm (segundo x), 32 mm (segundo y) e 10 mm (segundo z). O campo é medido a 2 mm da superfície do bloco e a densidade crítica de corrente considerada é de 5,25 kA/cm². Os parâmetros do modelo, $w\Delta$ e Δh , são, respectivamente, 0,4 e 1 mm.

Face às dimensões dos enrolamentos, o passo polar do motor, τ , terá o seguinte valor:

$$\tau = 3(l_w + g) = 219 \text{ mm} \quad (3.1)$$

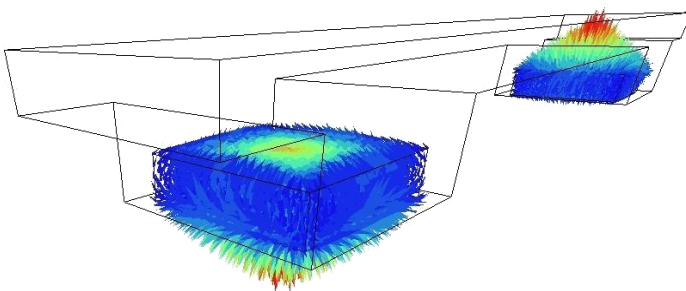


Figura 3.15: Campo ancorado em dois blocos de Y-123, em sentidos opostos. Imagem obtida com a aplicação Nablax. Na altura em que foi realizada esta simulação, a forma da parte móvel era diferente da actual.

Contudo, os blocos tinham a mesma posição relativa.

⁶⁰ <http://kron1.eng.ox.ac.uk/~nablax/index.htm>

A representação da parte móvel, relativamente aos enrolamentos da armadura dupla, encontra-se na Figura 3.16.

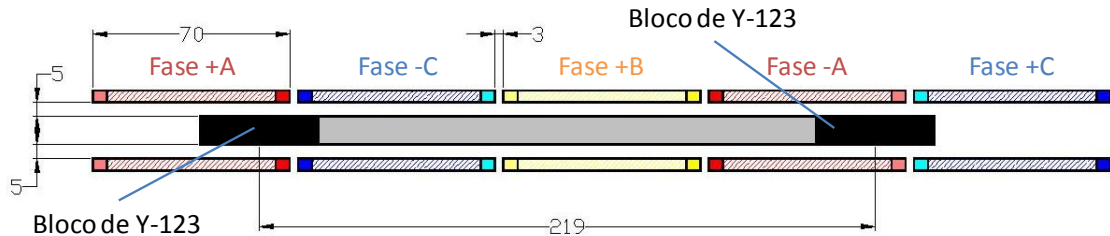


Figura 3.16: Representação da parte móvel do motor linear entre os enrolamentos da armadura. De acordo com as dimensões dos mesmos, o passo polar é de 219 mm. As dimensões estão em milímetros.

3.3 Motor Completo

A estrutura que suporta o motor é constituída em tufnol kite, dado este ser um material não magnético com bom comportamento mecânico à temperatura do azoto líquido. A estrutura está representada por computador na Figura 3.17. Todos os parafusos utilizados são, novamente, de nylon, material não magnético e comumente utilizado em ambiente criogénico. O ensaio experimental do motor, com vista à obtenção da sua característica estática, é deixado para trabalho futuro, dados os prazos em que foram concluídas as diferentes partes constituintes do mesmo. De qualquer forma, a estrutura real já se encontra parcialmente construída, tal como se pode observar na Figura 3.18. Para a referida medição, são utilizados dois dinamómetros. A diferença entre as leituras dos dinamómetros permite determinar a força de propulsão a que a parte móvel está sujeita (Álvarez, Suárez, Cáceres, Granados, Pérez, & Ceballos, 2003). Os dinamómetros podem ser deslocados verticalmente, o que, graças a roldanas, permite deslocar a parte móvel horizontalmente. Esta desliza em guias, tal como ilustrado na Figura 3.19, de modo a assegurar que se mantém na posição equidistante entre os dois estatores, a que corresponde, como se demonstrará, força vertical nula.

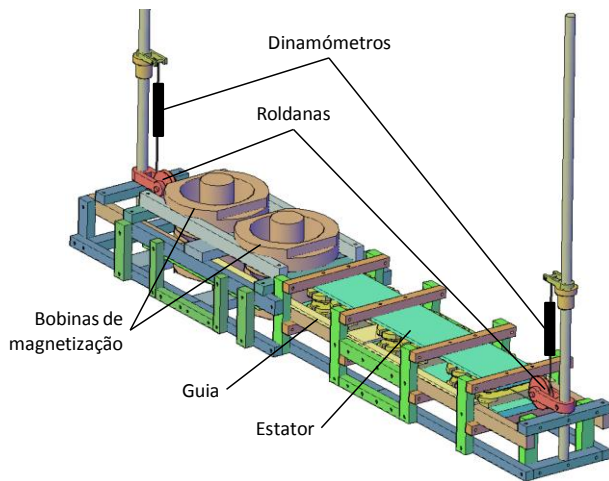


Figura 3.17: Imagem gerada por computador do motor com sistema de medição da característica estática, através de dois dinamômetros e roldanas.

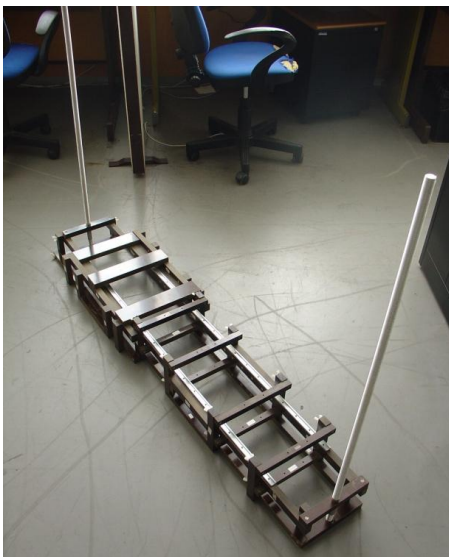


Figura 3.18: Estrutura de suporte do motor linear síncrono, em tufnol kite. São também visíveis as guias onde se apoiará a parte móvel e dois varões roscados de alumínio para suportar os dinamômetros.

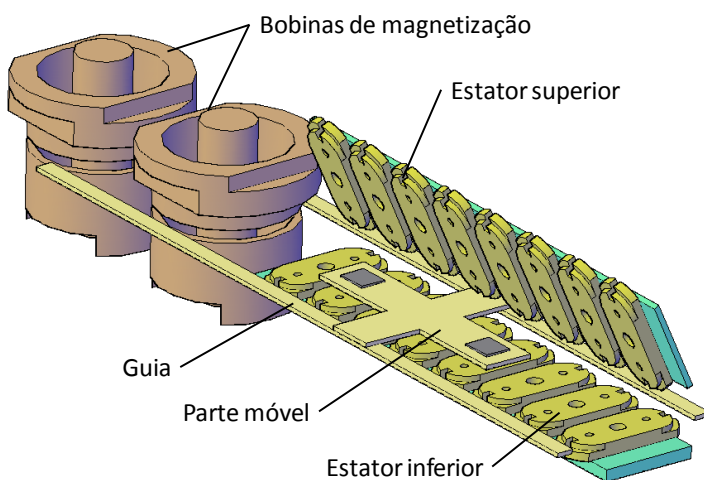


Figura 3.19: Vista em perspectiva, gerada por computador, para ilustrar a forma de deslocamento da parte móvel sobre guias.

3.4 Determinação por Elementos Finitos a Duas Dimensões das Forças Desenvolvidas pelo Motor

O primeiro passo na determinação das forças desenvolvidas pelo motor consistiu na utilização do Flux2D para esse efeito. No caso concreto deste motor, essa abordagem, em duas dimensões, não é contudo a mais correcta, pelas seguintes razões:

- A profundidade do domínio coincide com a profundidade dos blocos de Y-123 (32 mm), o que significa que só se contabiliza um comprimento activo dos condutores da armadura correspondente a essa dimensão.
- As correntes persistentes dos blocos de Y-123 fecham-se num espaço relativamente limitado, o que significa que existirão componentes de densidade de corrente paralelas ao comprimento longitudinal do motor. Estas componentes também contribuem para a força, mas o Flux2D não as toma em consideração, já que as correntes definidas são sempre perpendiculares ao plano longitudinal.

Assim, os perfis de forças obtidos darão apenas um andamento qualitativo dos reais, mas não quantitativo. Esse facto deve ser tido em consideração na análise dos resultados.

A simulação do motor é realizada partindo da situação de ter os blocos da excitação já magnetizados. Isto é feito por uma questão de simplicidade, ou seja, evita-se simular a captura de fluxo, que seria feita com a parte móvel fixa no meio das bobinas de magnetização. Esta opção também foi tomada porque algumas funções do Flux2D que seriam usadas para variar a posição da parte móvel (nomeadamente as funções `trapez` e `valid`) não estão operacionais na versão disponível para o presente trabalho.

Assim, o fluxo residual foi simulado considerando para cada bloco de Y-123 duas regiões com densidades de corrente em sentidos opostos, de valor $J_c = 5,25 \text{ kA/cm}^2$. Um destes blocos está representado na Figura 3.20, com o respectivo fluxo ancorado. A parte móvel é constituída, como referido, por dois blocos com magnetizações opostas. As componentes segundo x e z da densidade de fluxo, respectivamente B_x e B_z , encontram-se representadas na Figura 3.21. Relativamente a esta última componente, o valor máximo obtido é de 257 mT, tendo-se obtido com o modelo pilha de areia, como referido, 252 mT, o que, apenas aparentemente, seria um indicador adequado para a utilização do presente método para cálculo das forças.

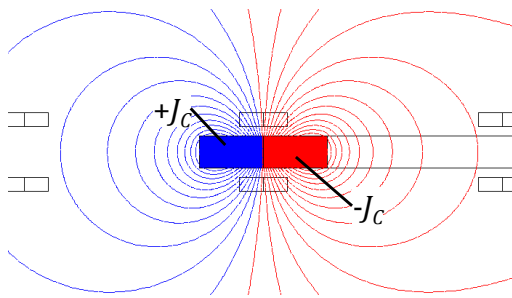


Figura 3.20: Bloco de Y-123, com as linhas de fluxo correspondentes ao campo ancorado. O bloco é modelizado como tendo duas zonas de densidade de corrente oposta, de valor igual à densidade crítica, suportando o fluxo.

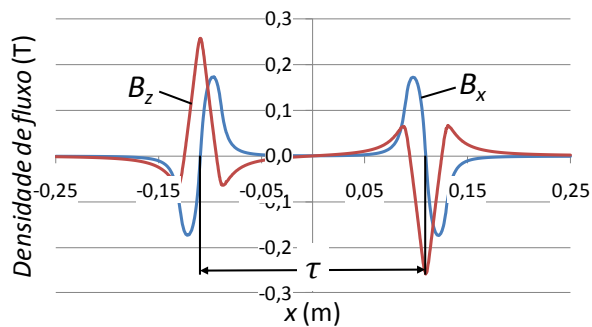


Figura 3.21: Componentes da densidade de fluxo medida a 2 mm dos blocos de Y-123.

Na Figura 3.22 ilustra-se um pormenor do domínio utilizado na simulação do motor, com a respectiva malha de elementos finitos, definindo-se na Figura 3.23 os referenciais utilizados no cálculo das forças. Estas dizem respeito ao regime estático, e são apresentadas de acordo com o deslocamento normalizado x/τ .

Considera-se o motor alimentado por um inversor de corrente trifásico ideal, cujas correntes das fases A, B e C, respectivamente i_a , i_b e i_c , estão representadas na Figura 3.24 para um período da alimentação.

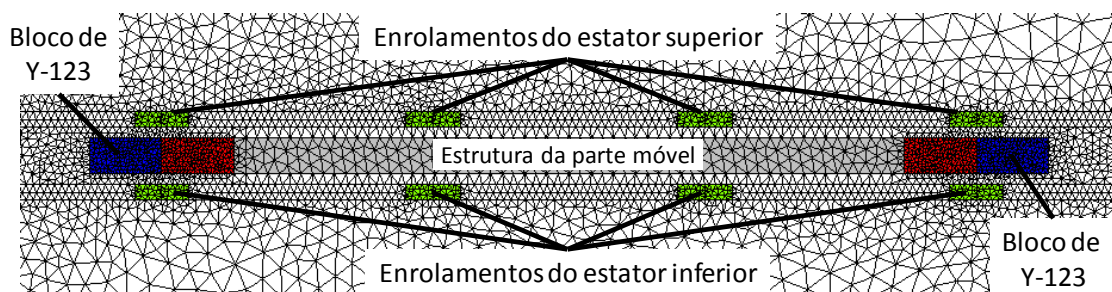


Figura 3.22: Pormenor da geometria utilizada para simulação do motor linear no Flux2D.

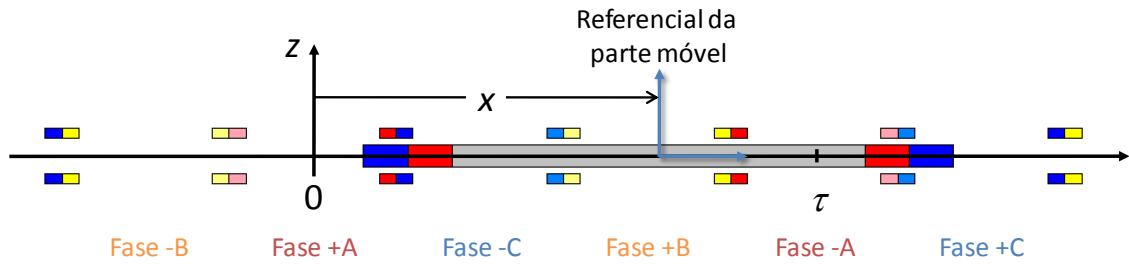
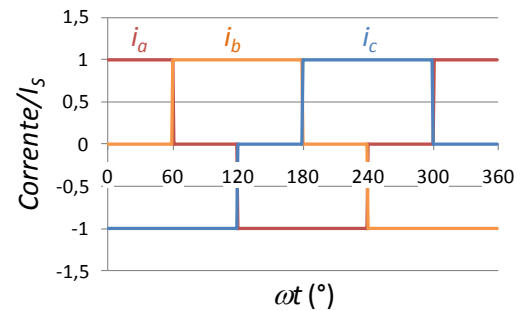


Figura 3.23: Referencial utilizado na descrição do motor. O referencial da parte móvel situa-se no ponto equidistante entre os dois magnetos de fluxo residual. À distância entre os dois referenciais corresponde o deslocamento do motor.

Para se obter a característica estática do motor, ou seja, as forças desenvolvidas em função da posição, considera-se a configuração das correntes no intervalo $\omega t \in]0^\circ, 60^\circ[$, isto é, $i_a = I_s$, $i_b = 0$ e $i_c = -I_s$. Nos cálculos adopta-se $I_s = 65$ A.

Figura 3.24: Correntes trifásicas da armadura, geradas por um inversor ideal de corrente.



Os resultados da determinação das forças utilizando o Flux2D apresentam-se na Figura 3.25, em função do ângulo de deslocamento da parte móvel. Apresenta-se apenas a força de propulsão, F_x , já que a vertical, F_z , é desprezável face à primeira, em virtude da arquitectura do motor. Como referido anteriormente, este perfil de forças deve ser entendido de forma qualitativa e não quantitativa.

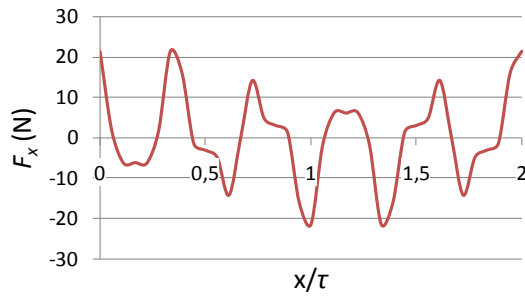


Figura 3.25: Perfil da força de propulsão desenvolvida pelo motor, obtida por elementos finitos. A força vertical obtida, segundo z , é desprezável face a esta.

3.5 Determinação Numérica das Forças Desenvolvidas pelo Motor

3.5.1 Metodologia

Os resultados apresentados nesta secção ultrapassam as restrições obtidas com a simulação por elementos finitos a duas dimensões. Obtêm-se desprezando os efeitos das extremidades e a desmagnetização dos blocos da excitação. Para calcular as forças vertical e de propulsão desenvolvidas pelo motor, utiliza-se a lei de Laplace aplicada à excitação, por acção das correntes da armadura, I_s , isto é,

$$d\mathbf{F} = -I_s d\mathbf{l} \times \mathbf{B} \quad (3.2)$$

Esta equação é integrada ao longo da altura e comprimento dos enrolamentos do estator. De acordo com o sistema de coordenadas definido na Figura 3.1, derivam-se as várias componentes da força \mathbf{F} , nomeadamente

$$\text{Força de propulsão:} \quad dF_x = I_s B_z dy \quad (3.3)$$

$$\text{Força vertical:} \quad dF_z = -I_s B_x dy \quad (3.4)$$

$$\text{Força lateral:} \quad dF_y = 0 \quad (3.5)$$

Assim, as componentes da densidade de fluxo da excitação segundo y não contribuem para as forças desenvolvidas, já que são colineares com a densidade de corrente na armadura.

Em primeiro lugar calculam-se as forças produzidas por um dos estatores e de seguida adicionam-se as contribuições do outro. Dado que a densidade de fluxo varia ao longo da altura dos enrolamentos do estator, tal como representado na Figura 3.26, procede-se em primeiro lugar à determinação da sua média nessa dimensão (Boldea, Nasar, & Fuk, 1988), definindo-se as seguintes funções:

$$B_x^{av}(x, y) = \frac{1}{h_s} \int_{h_s} B_x(x, y, z) dz \quad (3.6)$$

$$B_z^{av}(x, y) = \frac{1}{h_s} \int_{h_s} B_z(x, y, z) dz \quad (3.7)$$

onde h_s é a altura dos enrolamentos. Estas funções apresentam-se na Figura 3.27.

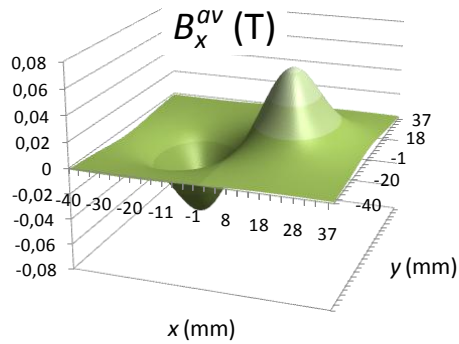
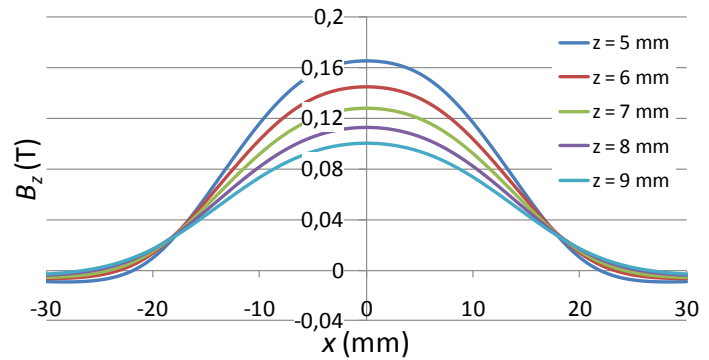
De seguida, calcula-se a média das funções anteriores ao longo do comprimento w_s , obtendo-se:

$$B_{xy}^{av}(x) = \frac{1}{w_s} \int_{w_s} B_x^{av}(x, y) dy \quad (3.8)$$

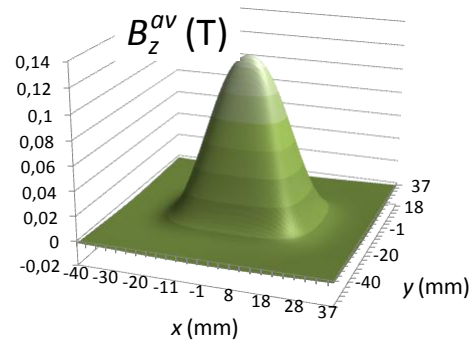
$$B_{zy}^{av}(x) = \frac{1}{w_s} \int_{w_s} B_z^{av}(x, y) dy \quad (3.9)$$

Estas funções estão representadas na Figura 3.28.

Figura 3.26: Perfis da componente z da densidade de fluxo ancorada num bloco de Y-123 a diferentes distâncias do mesmo. Os perfis foram obtidos com o modelo pilha de areia.



a) Média de B_x .



b) Média de B_z .

Figura 3.27: Médias das componentes da densidade de fluxo de um bloco de Y-123 ao longo da altura dos enrolamentos.

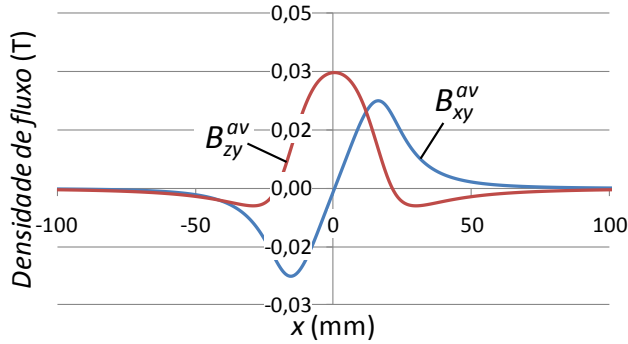


Figura 3.28: Médias das componentes da densidade de fluxo de um bloco de Y-123 ao longo da altura e comprimento dos enrolamentos.

As funções B_{xy}^{av} e B_{zy}^{av} têm que ser calculadas entrando em linha de conta com os dois blocos de Y-123 da excitação, magnetizados em sentidos opostos. As funções completas encontram-se representadas na Figura 3.29.

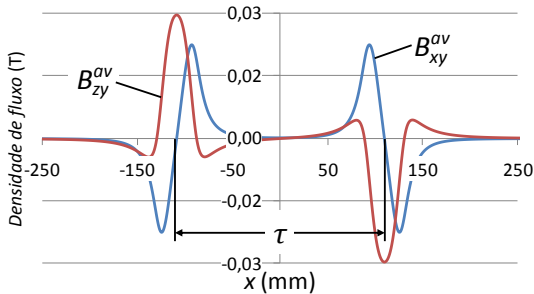


Figura 3.29: Médias das componentes da densidade de fluxo dos dois blocos de Y-123 ao longo da altura e comprimento dos enrolamentos.

Varia-se então a posição da parte móvel desde $x = 0$ até $x = 2\tau$. Em cada posição, calculam-se as forças através de:

$$F_x(\theta) = w_s \int_{-\infty}^{\infty} c(x) B_{zy}^{av} \left(x - \tau \frac{\theta}{\pi} \right) dx \quad (3.10)$$

$$F_z(\theta) = w_s \int_{-\infty}^{\infty} c(x) B_{xy}^{av} \left(x - \tau \frac{\theta}{\pi} \right) dx \quad (3.11)$$

Nas equações (3.10) e (3.11), a função $c(x)$ descreve os elementos de corrente ao longo da armadura. Esta função encontra-se descrita na Figura 3.30, tomando os valores $\pm \frac{I_s N}{s}$ nos pontos em

que há densidade de corrente e sendo nula nos restantes. O procedimento para cálculo da força de propulsão encontra-se representado na Figura 3.31.

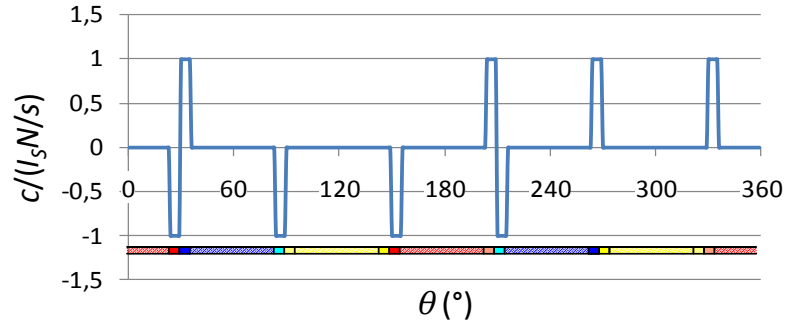


Figura 3.30: Função $c(\theta)$, que descreve o andamento das correntes ao longo da armadura, para $\omega t \in [0^\circ, 60^\circ]$. Representam-se as diferentes fases para melhor visualização.

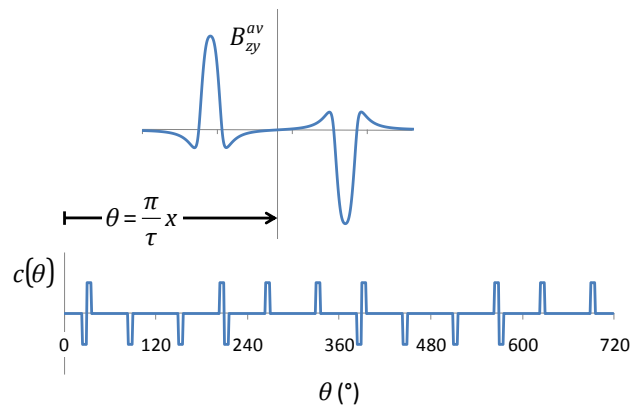
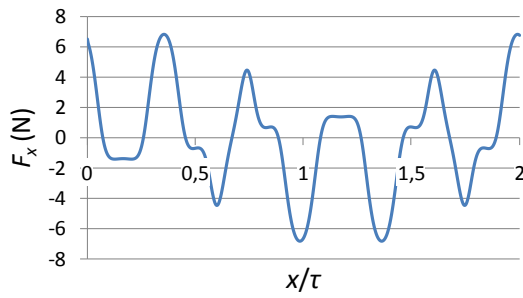
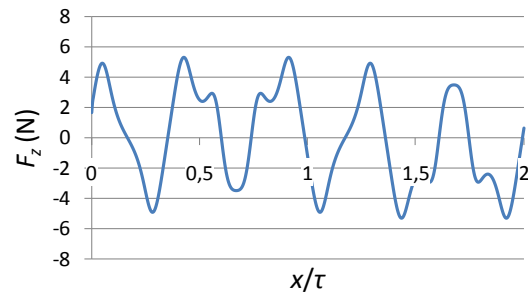


Figura 3.31: Cálculo da força de propulsão desenvolvida pelo motor com um estator.

Os integrais anteriores são resolvidos numericamente, obtendo-se as forças estáticas de propulsão, F_x , e vertical, F_z , que se encontram representadas na Figura 3.32.



a) Força de propulsão.



b) Força vertical.

Figura 3.32: Forças desenvolvidas na parte móvel por acção de um estator.

Recorde-se que as forças obtidas pelo método exposto dizem respeito apenas à influência de um dos estatores, sendo necessário adicionar a contribuição do outro. Neste caso, as contribuições da força de propulsão somam-se e as da força vertical subtraem-se. Isto deriva do facto das componentes segundo z da densidade de fluxo (relacionadas com a propulsão) terem o mesmo sentido nos enrolamentos de ambos os estatores, e das componentes segundo x (relacionadas com a força vertical) terem sentidos opostos, tal como se representa na Figura 3.33. A força de propulsão resultante, considerando os dois estatores, está representada na Figura 3.34, sendo que a força vertical é nula. Como se pode observar na Figura 3.32, caso se utilizasse um único estator, a força vertical seria comparável à de propulsão, podendo perturbar a estabilidade vertical do movimento.

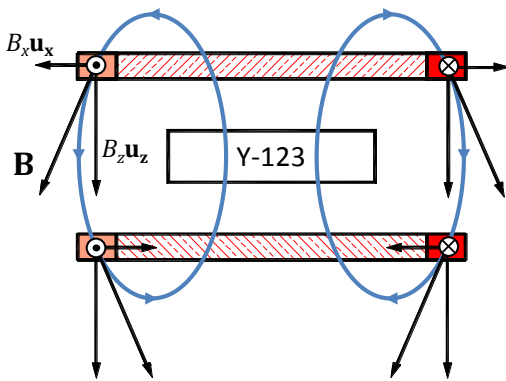
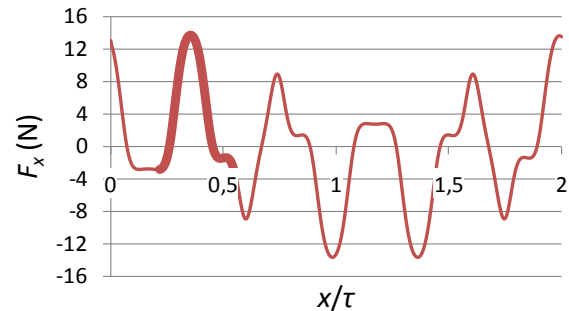


Figura 3.33: Interação da densidade de fluxo da excitação com as correntes na armadura. Como se pode verificar, as componentes segundo x têm sentidos opostos e segundo z têm sentidos concordantes, nos enrolamentos inferiores e superiores correspondentes.

Analisando a função F_x pode determinar-se o intervalo de posições, correspondentes a $\tau/3$ de largura, devido à comutação das correntes, que maximiza a força desenvolvida. Isto é conseguido no intervalo $x/\tau \in [0,216; 0,548[$, ou seja, enquanto a parte móvel estiver nesta posição deve manter-

se a configuração de correntes atrás definida, de modo a maximizar a força desenvolvida. Este intervalo é destacado no gráfico da Figura 3.34.

Figura 3.34: Força de propulsão resultante na parte móvel, por acção dos dois estatores que constituem a armadura. A região destacada no gráfico corresponde ao intervalo em que a força desenvolvida é maximizada, nomeadamente para $x/\tau \in [0,216; 0,548]$.



3.5.2 Análise e Processamento de Resultados

Uma vez obtido o perfil estático da força desenvolvida pelo motor, podem retirar-se conclusões adicionais ou determinar outros parâmetros, como por exemplo a potência do dispositivo. Isto será feito nesta secção, começando-se em primeiro lugar por fazer uma comparação com os resultados obtidos através do programa de elementos finitos.

3.5.2.1 Comparação de Resultados

Como se pode verificar pelo gráfico da Figura 3.35, o perfil da força de propulsão está, à parte um factor de escala, de acordo com o que se obteve por elementos finitos, representado na Figura 3.25. A diferença dos valores obtidos, bastante significativa, diz respeito ao facto anteriormente exposto da representação do motor em duas dimensões ser insuficiente para descrever todas as interações entre correntes eléctricas e densidade de fluxo.

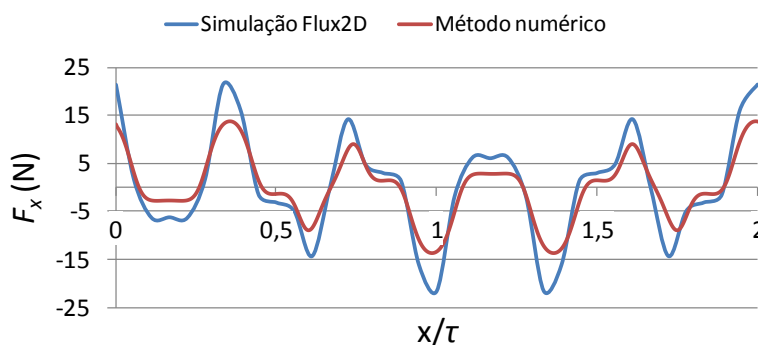


Figura 3.35: Comparação entre os perfis de forças de propulsão obtidos por simulação e numericamente.

3.5.2.2 Potência Desenvolvida

A partir do perfil de forças pode calcular-se a potência da máquina em regime estacionário, isto é, assumindo que a velocidade de sincronismo, para uma dada frequência, é atingida. Como exemplo considera-se que o intervalo de comutação é o que maximiza a força desenvolvida, isto é, $x/\tau \in [0,216;0,548[$. Consideram-se também diferentes frequências de alimentação, estando as velocidades de sincronismo associadas, dadas por $v_s = 2\tau f$, especificadas na Tabela 3.4. Os correspondentes perfis das potências desenvolvidas, assumindo que a parte móvel se desloca à velocidade de sincronismo, estão representados na Figura 3.36. A partir destes perfis, podem-se então calcular os valores médios das potências, dados na também na Tabela 3.4, obtidos com recurso à função `trapz` do Matlab, que calcula integrais numericamente pelo método trapezoidal.

3.5.2.3 Perturbação em Torno do Ponto de Equilíbrio Vertical

Com o método descrito nesta secção pode ainda calcular-se a força vertical obtida caso a parte móvel não se encontre perfeitamente centrada. Foram efectuados cálculos para diferentes desvios relativamente à posição central, representando-se as forças desenvolvidas na Figura 3.37, para desvios de 1 e 2 mm, no sentido positivo de z . Como se pode verificar no gráfico, a força desenvolvida nem sempre tende a repor a posição de equilíbrio, o que só acontece quando $F_z < 0$. Existem posições nas quais a força desenvolvida amplia a perturbação, razão pela qual a parte móvel deve ter um sistema que a mantenha centrada relativamente à armadura, neste caso as referidas guias. De facto a força vertical atinge valores da mesma ordem de grandeza da força de propulsão, o que poderia perturbar o desempenho do motor.

Frequência de alimentação (Hz)	Velocidade de sincronismo (m/s)	Potência média (W)
10	4,38	18,68
20	8,76	37,36
30	13,14	56,04
40	17,52	74,72
50	21,90	93,40

Tabela 3.4: Velocidades de sincronismo e potências médias para diferentes frequências de alimentação do motor.

Figura 3.36: Perfis das potências desenvolvidas, para diferentes frequências de alimentação, e assumindo que a parte móvel se desloca à velocidade de sincronismo.

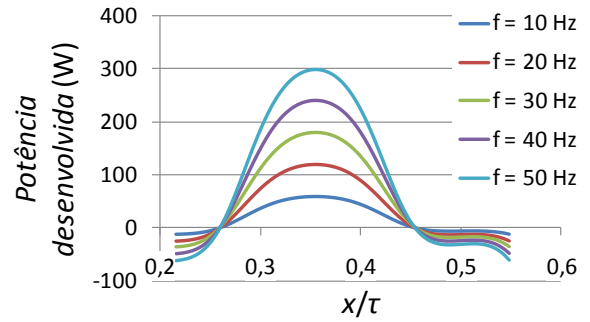
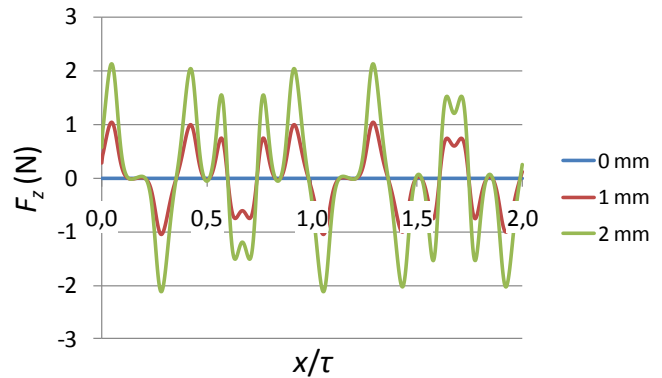


Figura 3.37: Forças verticais desenvolvidas para desvios da parte móvel no sentido positivo do eixo z.



3.6 Controlo do Motor

Uma vez obtida a característica estática do motor, esta pode ser obtida para simular o seu comportamento dinâmico, o que é particularmente importante quando se pretende determinar o desempenho do sistema de controlo do motor. Nesta secção apresenta-se a metodologia utilizada para simular esse comportamento dinâmico, e analisam-se apenas duas formas elementares de controlo do motor, em anel aberto e em anel fechado, dado não ser este o âmbito da dissertação.

3.6.1 Simulação Dinâmica

Para simular o desempenho dos diferentes tipos de controlo, é necessário inicialmente descrever a dinâmica do sistema, o que é realizado nesta secção. Os métodos numéricos de resolução das equações diferenciais assim obtidas também são aqui descritos.

3.6.1.1 Equação do Movimento

Para analisar o comportamento dinâmico da parte móvel, considera-se que esta estará sujeita, por um lado, à força desenvolvida, atrás determinada, e por outro a uma força de atrito, decorrente do seu movimento. Esta força de atrito é dividida em duas componentes, uma de atrito viscoso, F_v , devido ao movimento no seio de azoto líquido, e outra de atrito coulombiano cinético, F_c , devido ao movimento da parte móvel sobre as guias (Gerthsen, Kneser, & Vogel, 1998).

O atrito desenvolvido devido ao movimento no azoto líquido é dado por

$$F_v = k\eta v \quad (3.12)$$

onde k é um coeficiente relacionado com a forma da parte móvel, v é a velocidade desta e η depende da viscosidade do azoto.

O atrito cinético é consequência da força normal que actua a parte móvel sobre as guias, neste caso a força gravítica $F_g = mg$, sendo m a massa da parte móvel e g a aceleração da gravidade. Assim, tem-se

$$F_c = \mu_c F_g = \mu_c mg \quad (3.13)$$

onde μ_c é o coeficiente de atrito cinético. Note-se que nestas simulações não foi considerado o atrito estático.

Sendo F_x a força de propulsão desenvolvida pelo motor, então a força total que actua a parte móvel, F_t , é dada por

$$F_t = F_x - F_v - F_c = F_x - k\eta v - \mu_c mg \quad (3.14)$$

A aceleração da parte móvel, a , relaciona-se com a força total pela segunda lei de Newton:

$$a(x, v, t) = \frac{dv}{dt} = \frac{F_t(x, v, t)}{m} = \frac{F_x(x) - k\eta v(t) - \mu_c mg}{m} \quad (3.15)$$

Quanto à velocidade e posição, x , da parte móvel, estas relacionam-se por

$$v = \frac{dx}{dt} \quad (3.16)$$

3.6.1.2 Método de Euler

Para resolver as equações diferenciais (3.15) e (3.16), pode utilizar-se o método de Euler, dada a sua simplicidade (Hasbun, 2009). Para minorar os erros cumulativos característicos deste método, devem considerar-se intervalos de tempo na simulação suficientemente pequenos. Este método permite resolver equações diferenciais do tipo

$$y = \frac{dx}{dt} \quad (3.17)$$

onde $x(t_0)$ é uma função conhecida. O método parte da expansão de $x(t)$ em série de Taylor:

$$x(t) = x(t_0) + \frac{\dot{x}(t_0)}{1!}(t - t_0) + \frac{\ddot{x}(t_0)}{2!}(t - t_0)^2 + \dots \quad (3.18)$$

A série é truncada para termos de segunda ordem e superior, resultando

$$\Delta x = x(t) - x(t_0) \approx \dot{x}(t_0) \cdot (t - t_0) = \dot{x}(t_0)\Delta t \quad (3.19)$$

isto é

$$\dot{x}(t_0) = \left. \frac{dx}{dt} \right|_{t=t_0} \approx \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (3.20)$$

Tem-se então

$$\Delta v = a\Delta t \quad (3.21)$$

$$\Delta x = v\Delta t \quad (3.22)$$

Para calcular as grandezas envolvidas no movimento no instante $t = (k + 1)\Delta t, k = 0, 1, \dots$, faz-se

$$v_{k+1} = v_k + a_k\Delta t = v_k + \frac{F_x(x_k) - k\eta v_k - \mu_c mg}{m}\Delta t \quad (3.23)$$

$$x_{k+1} = x_k + v_k\Delta t \quad (3.24)$$

Este foi o método implementado em Matlab para fazer as simulações do controlo em anel aberto apresentadas mais à frente.

3.6.1.3 Método de Euler-Cromer

O método de Euler-Cromer é uma variação do anterior, permitindo, contudo, uma redução do erro no cálculo da posição (Hasbun, 2009). Isto é conseguido utilizando v_{k+1} ao invés de v_k no cálculo da posição, isto é

$$v_{k+1} = v_k + a_k\Delta t \quad (3.25)$$

$$x_{k+1} = x_k + v_{k+1}\Delta t = x_k + v_k\Delta t + a_k(\Delta t)^2 \quad (3.26)$$

O método de Euler-Cromer foi aplicado nas simulações do controlo em anel fechado, posteriormente apresentadas.

3.6.2 Controlo em Anel Aberto

Em primeiro lugar, estudou-se o desempenho do motor assumindo um controlo em anel aberto, isto é, em que se impõe uma frequência de alimentação, f , correspondente a uma determinada

velocidade de sincronismo, que se pretende alcançar, não se tendo contudo informação sobre a velocidade atingida pela parte móvel. Em cada período, as correntes que alimentam o estator são comutadas seis vezes, isto é, em intervalos de $\pi/3$ rad ou de $T/6$ s, em que $T = 1/f$. Considera-se um estator de comprimento ilimitado, tendo sido arbitrados os valores da Tabela 3.5 para os parâmetros do motor. A duração temporal total de cada simulação, assim como o passo Δt , foram ajustados em cada simulação particular, podendo este último, por exemplo, variar entre $1,2 \times 10^{-6}$ a $1,5 \times 10^{-4}$. Quanto à posição inicial, x_0 , que define uma de duas condições fronteira (a outra é a velocidade inicial v_0), considerou-se sempre $x_0 = 0$.

Parâmetro	Valor
m (kg)	1
$k\eta$ (Kg/s)	0,05
μ_c	0,01

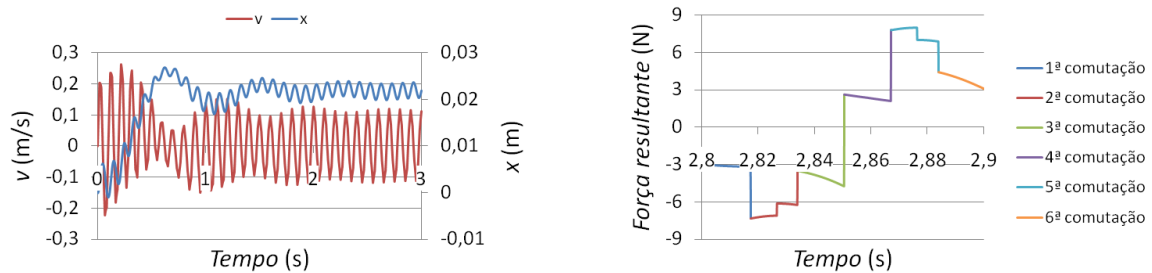
Tabela 3.5: Parâmetros de simulação do motor linear.

3.6.2.1 Velocidade Inicial Nula

Na primeira situação considera-se que a parte móvel arranca do repouso, isto é, com velocidade inicial $v_0 = 0$. É um facto conhecido da literatura que, nestas condições, e sem alguma espécie de auxílio, o motor não conseguirá estabilizar numa velocidade, a não ser para baixas frequências, a determinar.

Para confirmar o facto anterior, foram efectuadas diversas simulações, ilustrando-se na Figura 3.38 os resultados para $f = 10$ Hz. Verifica-se que há um transitório inicial na velocidade, após o qual esta fica a oscilar em torno de zero. Isto acontece porque a força resultante que actua a parte móvel, ilustrada na mesma figura, apresenta um integral, ao longo de um período, igualmente nulo. Desta forma, confirmam-se os resultados esperados.

Tal como referido anteriormente, é sabido que para baixas frequências, o motor consegue chegar ao sincronismo. O valor de frequência para o qual isso acontece, isto é, para o qual se atinge o sincronismo partindo do repouso, é de 2 Hz, valor esse obtido pelas simulações. Quer abaixo, quer acima desse valor, a velocidade nunca estabiliza.



a) Posição e velocidade da parte móvel. A velocidade final oscila em torno de zero, e a posição final em torno de 0,022 m. b) Força resultante que actua a parte móvel durante um período. Este padrão repete-se uma vez estabelecido o regime final. As comutações estão evidenciadas no gráfico.

Figura 3.38: Posição, velocidade e força resultante, referentes à parte móvel do motor, para uma frequência imposta de 10 Hz e uma velocidade inicial nula.

3.6.2.2 Velocidade Inicial Não Nula

Considera-se agora que o motor é colocado numa determinada velocidade inicial diferente de zero, o que pode ser normalmente conseguido, por exemplo, recorrendo a coberturas em alumínio em ambos os semi-estatores (Gieras & Piech, 1999). Isto é o equivalente aos circuitos amortecedores nas máquinas rotativas. Contudo, esta configuração seria contraproducente, devido às forças electromotrizes induzidas no alumínio, aquando do impulso de campo. Outra hipótese é aumentar progressivamente a frequência até ao valor de operação, o que é relativamente fácil com electrónica de potência. No caso da utilização de peças de alumínio, a parte móvel é levada até próximo da velocidade de sincronismo por acção de uma força assíncrona, o que permitirá o posterior sincronismo entre os campos do estator e da parte móvel. Nessa altura a força de origem assíncrona torna-se desprezável, dado o escorregamento ser muito reduzido, ou, idealmente, nulo.

A velocidade inicial mínima que permite o sincronismo, medida em percentagem da velocidade de sincronismo, para cada frequência, foi determinada a partir de simulações, estando o seu andamento representado na Figura 3.39. Verificou-se que, a partir de 50 Hz, o sincronismo já não é possível, independentemente da velocidade inicial. Por outro lado, abaixo de 2 Hz, também não é possível estabilizar a velocidade, sendo que, neste valor e partindo do repouso, consegue-se atingir o sincronismo. Na Figura 3.40 pode observar-se a evolução da velocidade nesta situação. Verifica-se que só é atingido o regime estacionário por volta dos 80 s. Mesmo assim, a velocidade média oscila em torno de 0,87 m/s (a velocidade de sincronismo é de 0,88 m/s), com uma amplitude de 0,12 m/s, isto é, com uma variação relativamente ao valor médio de $\pm 14,2\%$, o que é considerável.

Na Figura 3.41 mostra-se o evoluir da velocidade da parte móvel, para distintos valores de velocidade inicial, a 20 Hz, verificando-se que num caso ($v_i = 95\% \cdot v_s$) o motor atinge o sincronismo e no outro ($v_i = 90\% \cdot v_s$) já não.

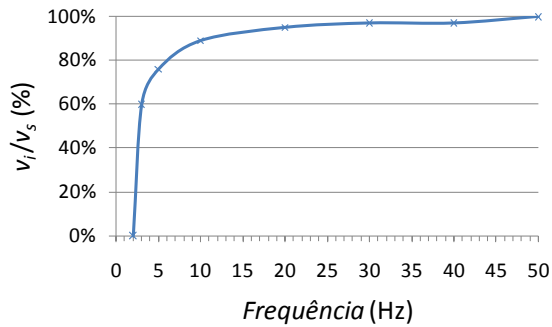


Figura 3.39: Andamento do valor da velocidade inicial mínima, v_i , que permite levar a parte móvel ao sincronismo, em percentagem da velocidade de sincronismo, v_s . Note-se que para 2 Hz, esse valor é zero, isto é, partindo do repouso, com essa frequência, a parte móvel atinge o sincronismo.

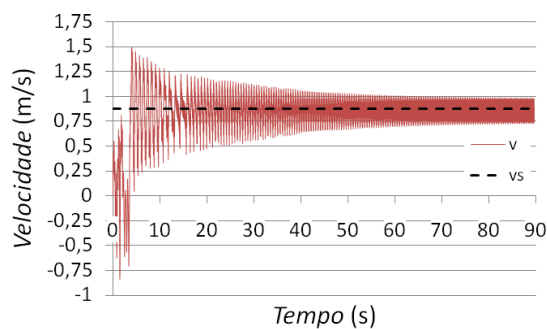


Figura 3.40: Evolução da velocidade da parte móvel, partindo do repouso e com uma frequência de operação de 2 Hz.

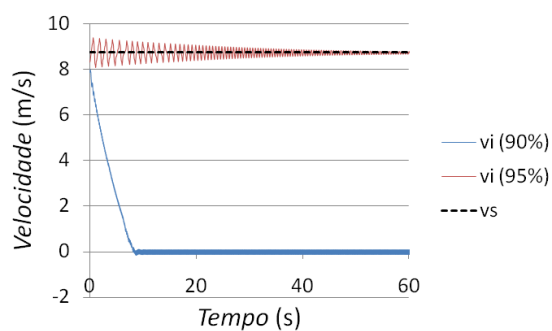


Figura 3.41: Evolução da velocidade da parte móvel, para diferentes valores da velocidade inicial, v_i , em percentagem da velocidade de sincronismo, v_s . As simulações são realizadas para uma frequência de operação de 20 Hz.

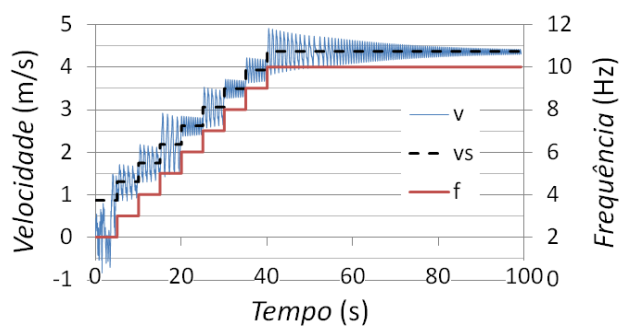
3.6.2.3 Aumento Progressivo da Frequência

Como referido anteriormente, o motor atinge o sincronismo partindo do repouso, para uma frequência de alimentação de 2 Hz. Assim, pode-se aumentar progressivamente a frequência a partir

deste valor, até à frequência de operação desejada. Note-se que devido às características do motor, em particular as expressas na Figura 3.39, o incremento de frequência deverá ser muito lento. De facto, verificou-se que com incrementos superiores a 1 Hz, a velocidade da parte móvel acabava sempre por cair para zero. É também necessário permanecer um determinado intervalo de tempo mínimo em cada frequência, para permitir que a velocidade estabilize.

Na Figura 3.42 apresenta-se a evolução da velocidade, com incrementos de frequência de 1 Hz, em intervalos de 5 s.

Figura 3.42: Evolução da velocidade do motor, v , com o aumento progressivo da frequência f . Representa-se também a velocidade síncrona, v_s , correspondente a cada valor de f . Os incrementos de f são de 1 Hz, e cada frequência é mantida durante 5 s, até aos 10 Hz.



3.6.3 Controlo em Anel Fechado

O esquema de controlo em anel fechado analisado é apresentado na Figura 3.43 (Ogata, 2009). Considera-se que o sistema tem acesso à velocidade da parte móvel, tendo-se desprezado a dinâmica do sensor. Nessa figura, v^* é a referência de velocidade, v é a velocidade da parte móvel, e é o erro entre as duas velocidades e f^* é a referência de frequência, gerada pelo controlador e que será aplicada ao motor. É também desprezada a dinâmica do sistema de electrónica de potência, isto é, admite-se que o inversor reage instantaneamente à referência de frequência.

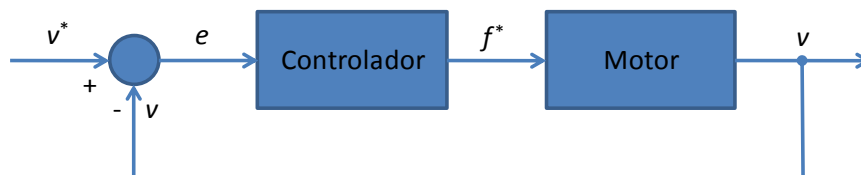


Figura 3.43: Esquema de controlo em anel fechado, com retroação da velocidade, utilizado para o motor. As variáveis apresentadas são a referência de velocidade, v^* , a velocidade da parte móvel, v , o erro entre as velocidades, e , e a referência de frequência, f^* .

Sempre que uma nova frequência é gerada pelo controlador, o inversor mantém-na durante um intervalo Δt_f , até aceitar nova referência. Este valor é preponderante no desempenho do sistema, afectando mesmo a sua estabilidade. Consideraram-se dois tipos de controladores, um proporcional (P) e outro proporcional-integral (PI). Embora as constantes de controlo tenham sido determinadas por tentativa e erro, dadas as fortes não linearidades do motor, os valores obtidos levaram sempre a um tempo de resposta muito superior ao do controlo aberto. Contudo, consegue-se sempre (desde que as constantes de controlo o permitam) arrancar o motor a partir do repouso.

3.6.3.1 Controlo Proporcional

No caso proporcional, considerou-se como lei de controlo que a derivada da referência de frequência é simplesmente o erro multiplicado por uma constante de proporcionalidade, isto é

$$\frac{df^*}{dt}(t) = k_p e(t) \quad (3.27)$$

onde $e(t) = v^* - v(t)$, de acordo com a Figura 3.43. Assim, se a velocidade do motor for superior à de referência, isto é, se $e < 0$, então a derivada será negativa, diminuindo a frequência e reduzindo a velocidade. O inverso passa-se para $e > 0$. Idealmente, se as velocidades forem iguais, a frequência mantém-se constante.

Estipula-se que a frequência só é actualizada em intervalos Δt_f , sendo este valor, como referido, preponderante no desempenho do sistema. Assim, o valor da frequência no instante $t = (k + 1) \cdot \Delta t_f$, f_{k+1}^* , é dado por

$$f_{k+1}^* = f_k^* + k_p e_{k+1} \Delta t_f \quad (3.28)$$

As simulações demonstraram ser o controlo muito sensível aos parâmetros Δt_f e k_p .

Como exemplo, ilustra-se na Figura 3.44, a situação para $\Delta t_f = 20$ ms e k_p a tomar os valores de 0,01, 0,02 e 0,05 Hz/m. A referência de velocidade é de 4,38 m/s, correspondente a uma frequência do inversor de 10 Hz. Como é natural e patente na figura, quanto maior for a constante de proporcionalidade, mais rápido será o estabelecimento da velocidade de referência. Contudo, para $k_p = 0,05$ Hz/m, após atingido o sincronismo, pelo facto da velocidade não permanecer constante (o que resultaria também em $f = cte.$), faz com que um erro relativamente pequeno leve a uma oscilação maior na velocidade, pese embora o facto do seu valor médio, assim como o da frequência,

ser o de referência. Este facto também é potenciado pelo perfil da força de propulsão, dado que a parte móvel pode ficar numa zona com oscilações significativas desta força.

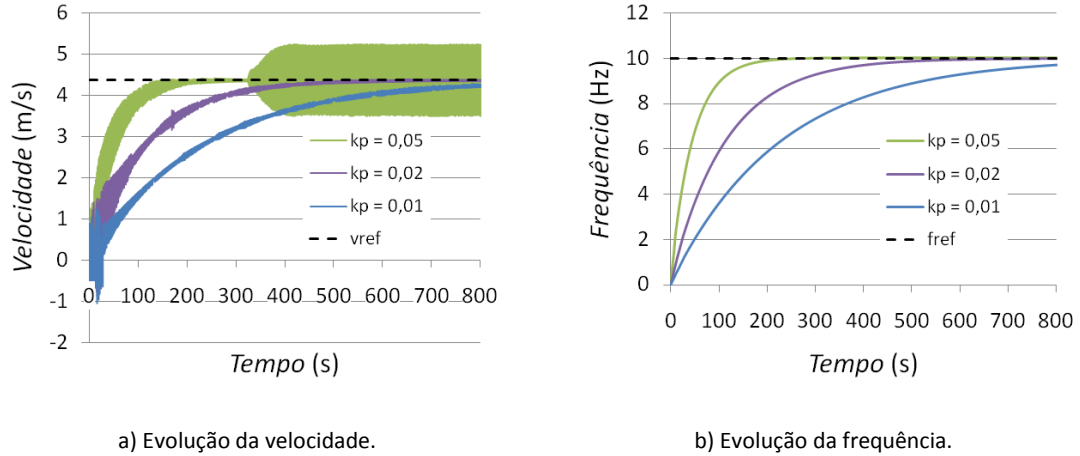


Figura 3.44: Evolução da velocidade e frequência do motor com controlo proporcional. Os resultados correspondem a $\Delta t_f = 20$ ms, e a diferentes valores da constante de controlo, k_p . Representa-se também a velocidade de referência, v_{ref} , e o correspondente valor de frequência, f_{ref} . Estas variáveis tomam, respectivamente, os valores de 4,38 m/s e 10 Hz.

Embora o parâmetro Δt_f seja preponderante no desempenho do sistema de controlo (acima de 20 ms dificilmente se consegue que a velocidade estabilize), quem determina o tempo de estabelecimento é, naturalmente, o ganho k_p . Para um mesmo valor deste ganho, verifica-se que o transitório de velocidade é independente de Δt_f , ou seja, da taxa a que a frequência é actualizada, desde que o seu valor permita a estabilização desta. Este fenómeno está ilustrado na Figura 3.45.

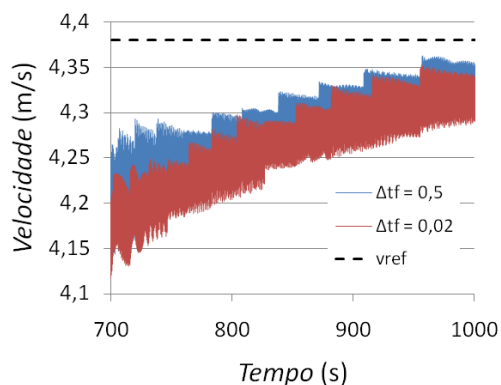
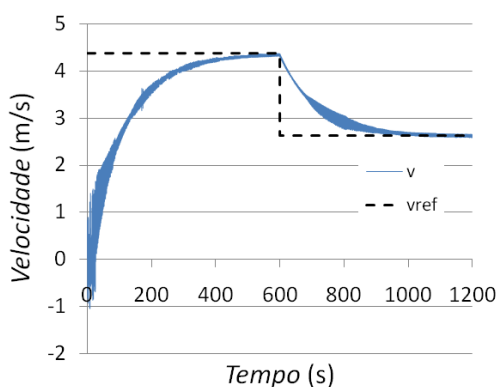


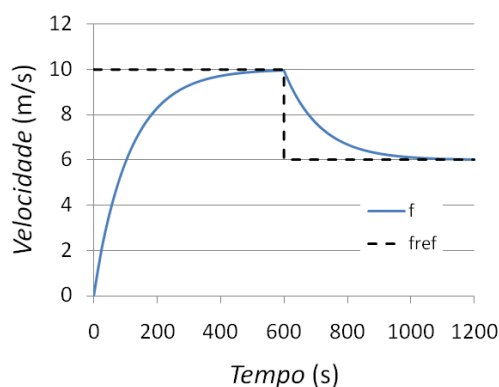
Figura 3.45: Evolução da velocidade, para uma referência de 4,38 m/s, e diferentes valores de Δt_f . O ganho é $k_p = 0,01$ Hz/m.

Posteriormente, simulou-se ainda a resposta do sistema a dois escalões de velocidade, um primeiro de 4,38 m/s (10 Hz), descendo depois para 2,63 m/s (6 Hz) aos 600 s. A evolução da velocidade por ser observada na Figura 3.46, tendo sido considerados $\Delta t_f = 20$ ms e $k_p = 0,02$. Verifica-se que, apesar das oscilações na velocidade e do relativamente longo tempo de estabelecimento, o motor responde às variações da referência.

Resta referir que o controlo proporcional tem associado normalmente um erro estático (Giuliani, Chartrand, & Rexford, 2002). Tal não se verifica neste caso, ou a máquina estaria a funcionar assincronamente. De qualquer forma, a velocidade da máquina oscila em torno da referência.



a) Evolução da velocidade.



b) Evolução da frequência.

Figura 3.46: Evolução da velocidade e frequência do motor com controlo proporcional, com a aplicação de dois escalões de velocidade. Os resultados correspondem a $\Delta t_f = 20$ ms e a $k_p = 0,02$ Hz/m. Representam-se também as velocidades de referência, v_{ref} (4,38 e 2,63 m/s), e os correspondente valores de frequência, f_{ref} (10 e 6 Hz).

3.6.3.2 Controlo Proporcional-Integral

Outra alternativa ao controlo P é o controlo PI, em que se contabiliza não só o erro instantâneo, mas também o seu integral. A lei de controlo escolhida é então

$$\frac{df^*}{dt}(t) = k_p e(t) + k_i \int_0^t e(\varphi) d\varphi. \quad (3.29)$$

Também na implementação do controlador PI se optou por só actualizar a frequência em intervalos discretos Δt_f . Desta forma, o valor da frequência na iteração $k + 1$, f_{k+1}^* , é dado por

$$f_{k+1}^* = f_k^* + k_p e_{k+1} \Delta t_f + E_{k+1} \quad (3.30)$$

sendo o valor do integral, representado pelo termo E_{k+1} actualizado a cada passo temporal, e não apenas a cada período Δt_f . Assim, para o instante $t = (m + 1) \cdot \Delta t$, em que Δt é o passo temporal da simulação (ou o período de amostragem, num sistema real), tem-se

$$E_{m+1} = E_m + k_i \frac{e_{m-1} + e_m}{2} \Delta t \quad (3.31)$$

isto é, escolheu-se o método trapezoidal para implementar o integrador.

Também com o controlo PI revelaram as simulações ser a estabilidade do sistema muito sensível aos parâmetros Δt_f , k_p e k_i . Por exemplo, um incremento de no ganho k_i pode levar a que o patamar superior de frequência seja atingido rapidamente (a frequência foi limitada a valores entre 0 e 50 Hz), mantendo-se a frequência neste valor caindo, contudo, a velocidade para valores em torno de zero. Uma forma de evitar isto seria dispor da possibilidade de colocar o integrador a zero. Tal não foi contudo, implementado por, tal como referido, não ser o controlo o âmbito da dissertação.

Na Figura 3.47 pode observar-se a resposta do sistema com $\Delta t_f = 20$ ms, $k_p = 0,02$ Hz/m e $k_i = 10^{-4}$ Hz²/m. Verifica-se não só o aparecimento de sobrelevação, mas também o aumento do tempo de estabelecimento, que passa de cerca de 600 s para cerca de 1000 s.

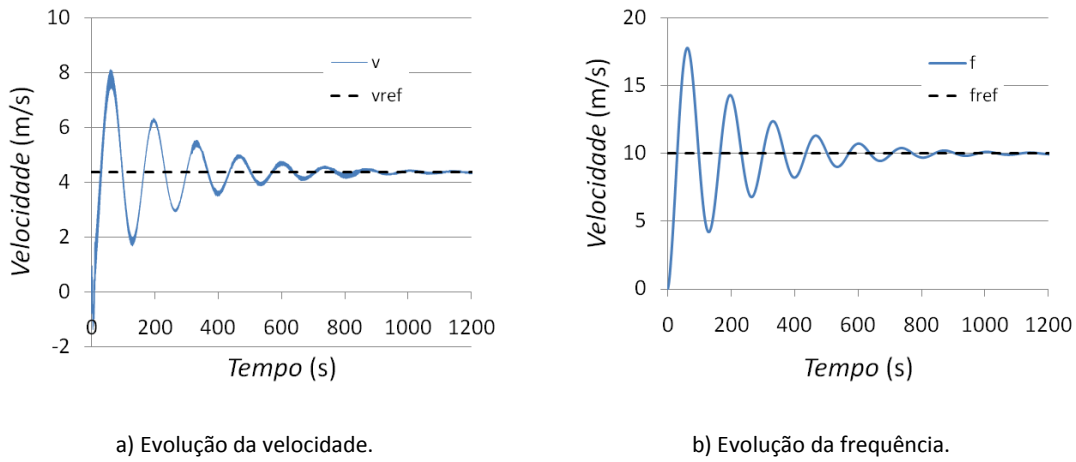


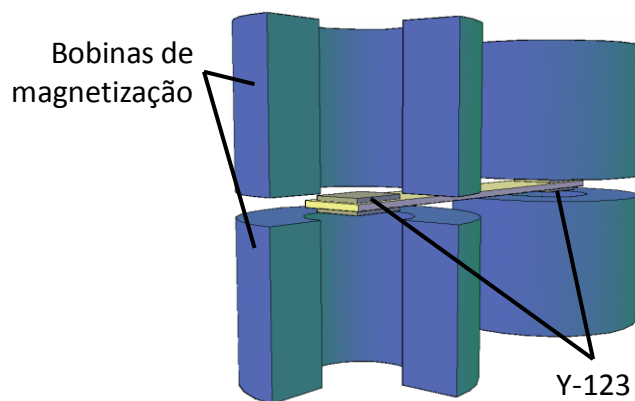
Figura 3.47: Evolução da velocidade e frequência do motor com controlo proporcional-integral. Os resultados correspondem a $\Delta t_f = 20$ ms, e a $k_p = 0,02$ Hz/m e $k_i = 10^{-4}$ Hz²/m. Representam-se também a velocidade de referência, v_{ref} , e o correspondente valor de frequência, f_{ref} .

3.7 Sistema de Magnetização por Impulso

Tal como referido na revisão bibliográfica, as técnicas mais utilizadas para ancorar fluxo nos supercondutores correspondem à aplicação de sistemas de magnetização por impulso ou a arrefecimento em presença de campo utilizando bobinas de uma fase para gerar a densidade de fluxo necessária. A ausência de ferro no motor implica que as correntes que criam o fluxo tenham que ser muito elevadas, da ordem dos quiloampere, pelo que a última abordagem se torna impraticável.

O sistema de magnetização por impulso consiste em bobinas de núcleo de ar, no interior das quais os blocos de Y-123 penetram, tal como representado na Figura 3.48. Conceptualmente, um banco de condensadores é carregado, armazenando a energia que depois é descarregada através de um impulso de corrente pelas bobinas. Para efeitos de medição experimental, são utilizadas quatro fontes de corrente em paralelo, cada uma com capacidade de 400 A.

Figura 3.48: Imagem gerada por computador das bobinas de magnetização com a parte móvel inserida.



As bobinas são formadas por fita de cobre, de modo a que possam suportar a corrente necessária. A fita utilizada tem uma secção de 8 mm × 2 mm, mais que suficiente para suportar um impulso de corrente na ordem de 1 kA sem aquecer excessivamente (García, González, Avalos, Rocha, & Llamazares, 2005). Recorde-se também que as bobinas funcionam imersas em azoto líquido, pelo que a resistividade do cobre decresce oito vezes relativamente à temperatura ambiente, considerada 300 K (Lide, 2004).

Dado serem constituídas por fita de cobre, as bobinas são formadas por conjuntos de espiras empilhadas. Para as dimensionar utilizou-se o Flux2D, considerando diferentes números de espiras em cada conjunto, N , e diferentes números de conjuntos empilhados, M , tal como representado na Figura 3.49, resultando num total de $2MN$ espiras, já que a bobina está dividida em duas para permitir a entrada do bloco supercondutor. Por uma questão de simplicidade de construção, as bobinas são circulares, ao invés de acompanharem a forma dos blocos de Y-123. Após a realização de experiências relativamente à uniformidade do campo gerado no interior da bobina, estabeleceu-se o raio interno desta em 68 mm. Na Figura 3.50 apresenta-se a evolução da componente axial da densidade de fluxo, B_z , medida no centro de uma bobina, obtida com o Flux2D. Como se pode verificar do gráfico, os maiores incrementos em B_z conseguem-se à custa do aumento de N . Por uma questão de compromisso, motivado essencialmente pelas dificuldades técnicas em construir as bobinas, decidiu-se fixar os parâmetros em $N = M = 10$, o que corresponde a uma densidade de fluxo de 0,935 T para 1 kA. Na Figura 3.51 apresenta-se a variação espacial da densidade de fluxo, num plano passando pelo centro da bobina, até à extremidade do bloco de Y-123. Verifica-se que há uma variação do campo de 3% relativamente ao máximo, o que é um resultado satisfatório.

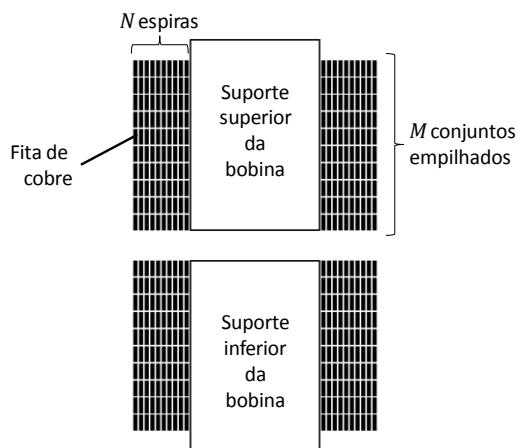


Figura 3.49: Corte de uma bobina de magnetização, formada por duas partes, uma superior, com $M \times N$ espiras, e outra inferior, com o mesmo número. As duas partes ligam-se em série.

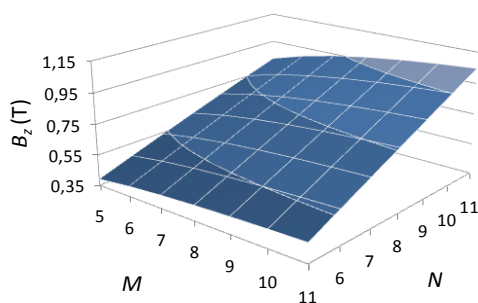


Figura 3.50: Variação da componente axial da densidade de fluxo com o número de espiras, N , e o número de conjuntos de espiras empilhados, M . O campo é medido no centro da bobina, correspondendo assim ao valor máximo do mesmo, sendo a corrente de 1 kA.

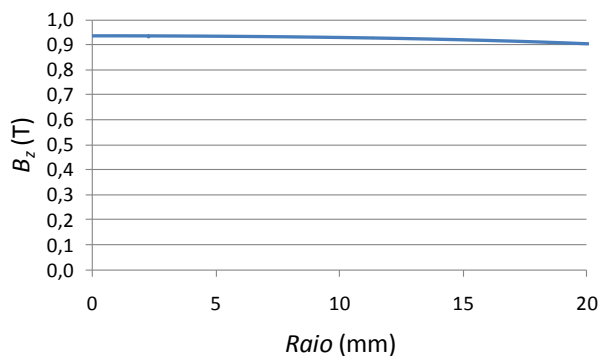


Figura 3.51: Variação espacial da densidade de fluxo, em função do raio, num plano passando pelo centro da bobina de magnetização. O campo é medido até à extremidade do bloco de Y-123, segundo a maior dimensão (40 mm), sendo a corrente de 1 kA.

A densidade de fluxo a ancorar idealmente será a máxima possível com os blocos, calculada posteriormente como 1,24 T para $J_C = 30 \text{ kA/cm}^2$ (note-se que este foi o valor fornecido pelo fabricante, mas é bem diferente do real, de $5,25 \text{ kA/cm}^2$ – decidiu-se contudo não alterar estes resultados, até porque realçam outros aspectos). Contudo, utilizando o método de magnetização por impulso, seria necessário gerar, na melhor das hipóteses, o dobro desta densidade de fluxo, isto é,

2,48 T. Com as fontes disponíveis tal não é possível. Por simulação, pode-se obter a densidade de fluxo ancorada com um impulso de 1 kA. Para tal, simulou-se a aplicação deste impulso de corrente ao sistema, cuja sequência pode ser observada na Figura 3.52. Na Figura 3.53 está representado o perfil de densidade de fluxo obtido a 3 mm da amostra, sendo que a componente z da mesma é de 0,13 T, isto é, cerca de um décimo da capacidade de ancoramento do bloco, que se situa, como anteriormente referido, em 1,29 T, obtido com o Flux2D.

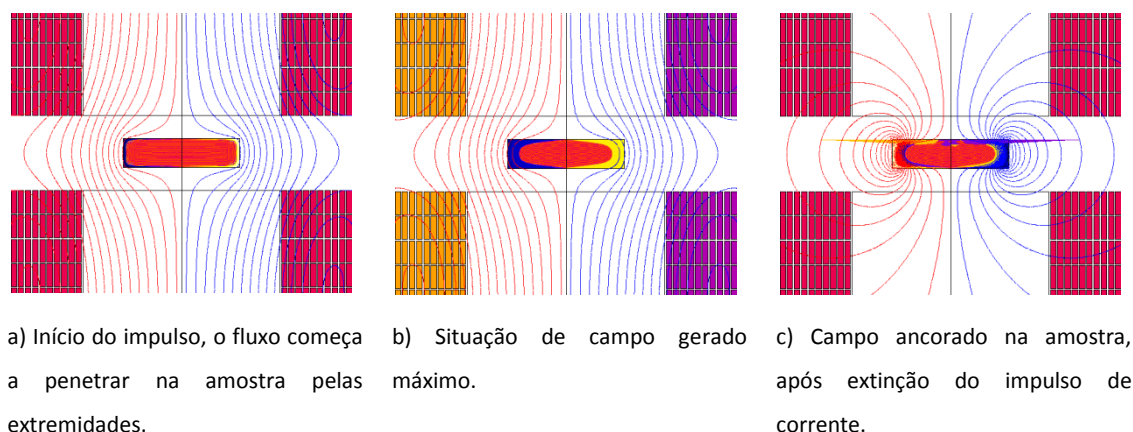


Figura 3.52: Sequência de magnetização do bloco de Y-123. A gradação de cores corresponde a densidade de corrente, desde o máximo positivo (a azul) até ao negativo (a amarelo). Na última figura é perceptível um erro de visualização causado pelo Flux2D, que, contudo, não interfere nos resultados.

Compare-se também o perfil obtido com o ideal, calculado anteriormente, ver por exemplo a Figura 3.28. Conclui-se assim ser necessário dispor de uma fonte de corrente (ou de um banco de condensadores) capaz de produzir um impulso quase dez vezes maior que o simulado. O sistema completo de magnetização por impulso compreende dois conjuntos de duas bobinas cada, de modo a se magnetizarem os dois blocos de Y-123. Dado que os caminhos para o fluxo magnético se fecham pelo ar, é de esperar que haja ligação magnética entre as bobinas. Recorrendo novamente a simulações com o Flux2D pode-se determinar, por um lado, qual a corrente que é necessário injectar nas bobinas para maximizar o fluxo ancorado, e, por outro, qual o efeito da referida ligação magnética.

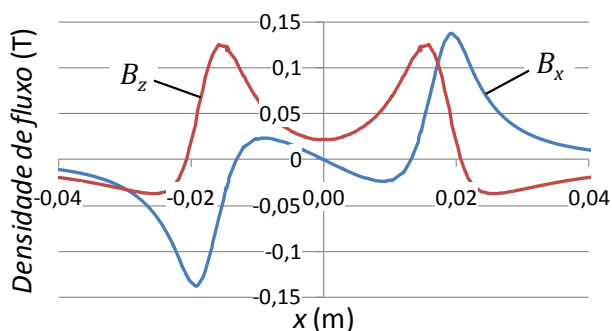


Figura 3.53: Fluxo ancorado alimentando a bobina de magnetização com um impulso de 1 kA. A densidade de corrente crítica considerada é de 30 kA/cm².

Para tal, simularam-se as duas bobinas sujeitas a um impulso de corrente de 6,5 kA, suficiente para levar à penetração total dos blocos por fluxo magnético, tal como representado na Figura 3.54.

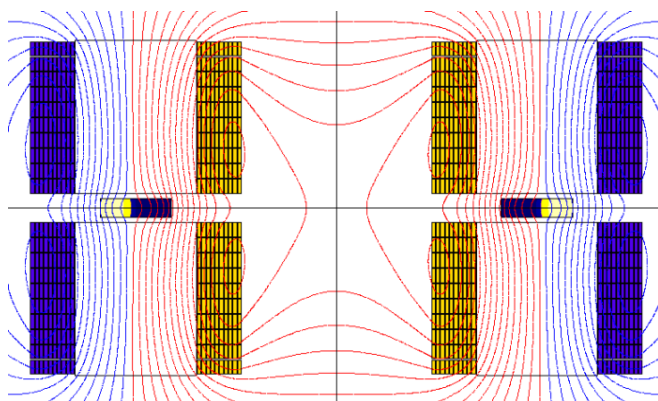


Figura 3.54: Situação de completa penetração dos blocos supercondutores por fluxo magnético.

Da análise da Figura 3.54 torna-se evidente o efeito da ligação magnética entre as bobinas de magnetização, e que consiste no deslocamento do eixo magnético relativamente ao centro das mesmas. Desta forma, também o fluxo ancorado deixará de estar centrado nos blocos supercondutores, tal como representado na Figura 3.55. Como se pode verificar pelo gráfico da Figura 3.55.b), a densidade de fluxo ancorada é superior à que havia sido prevista, de 1,24 T. Isto deve-se ao facto do modelo de Bean, utilizado nos cálculos, representar uma descrição aproximada do que se passa no supercondutor, ou seja, a densidade de corrente que o mesmo suporta é superior à densidade crítica prevista pelo modelo. Verifica-se também na Figura 3.55.a) a existência de zonas no interior do supercondutor que têm densidades de corrente de sentido contrário às consideradas no modelo pilha de areia, o que se deve aos efeitos da geometria do bloco.

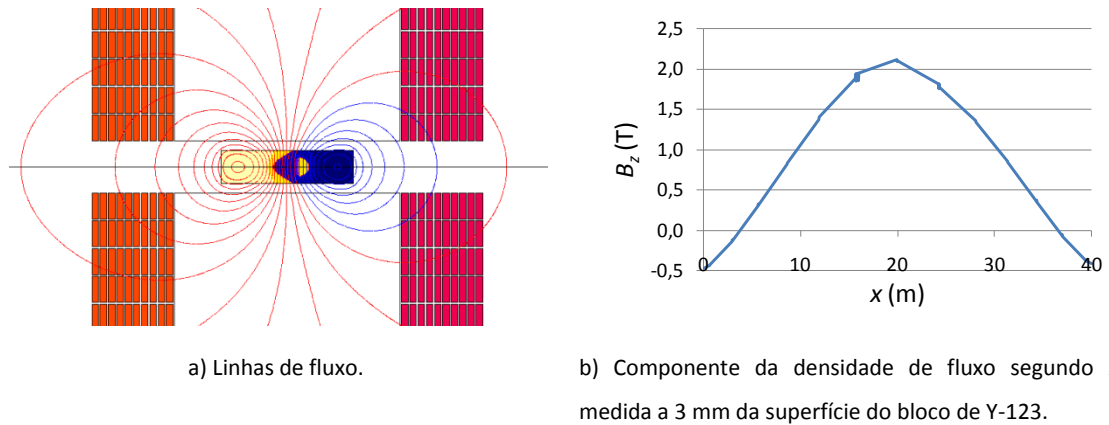


Figura 3.55: Fluxo ancorado num bloco de Y-123, incluindo efeito da bobina de magnetização adjacente.

3.8 Medições Experimentais

Nesta secção são expostas as medições experimentais referentes ao motor linear. Em primeiro lugar, descreve-se a medição do campo dos estatores, passando-se depois à descrição das medições com o sistema de magnetização por impulso, cujos resultados servem para estimar a corrente crítica dos blocos da excitação.

3.8.1 Medição da Densidade de Fluxo Magnético Gerada pelos Estatores

Para medição da forma de onda da densidade de fluxo magnética criada pelos estatores, utilizou-se uma sonda de Hall, mantendo as fases A e C com, respectivamente, 65 e -65 A. Desta forma, consegue-se captar a densidade de fluxo num instante da alimentação, no intervalo $\omega t \in]0^\circ, 60^\circ[$ (ver Figura 3.24), isto é, com $i_a = I_s$, $i_b = 0$ e $i_c = -I_s$, sendo $I_s = 65$ A. Assim, para efeitos destas medidas, bastou apenas implementar os enrolamentos das fases A e C. O duplo estator assim construído está representado na Figura 3.56. A sonda de Hall utilizada, de fluxo transversal, está ilustrada na Figura 3.57.

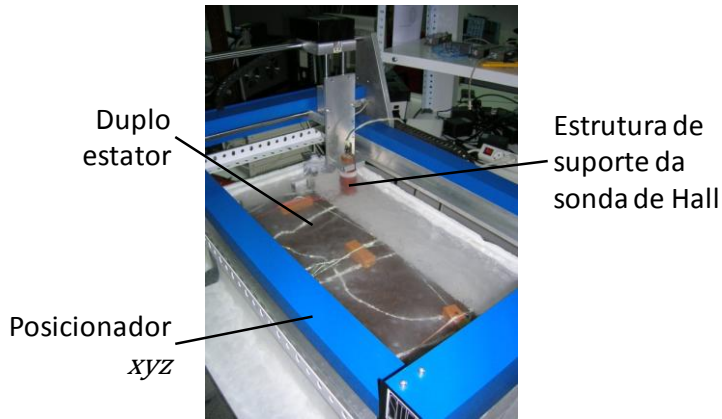


Figura 3.56: Duplo estator mergulhado em azoto líquido, para medição da densidade de fluxo por meio de uma sonda de Hall.



Figura 3.57: Sonda de Hall da Siemens de fluxo transversal, referência KSY-14. A sonda está montada numa placa de dupla face com pistas de cobre, que transportam os sinais de corrente e tensão de e para a electrónica, montada numa estrutura oca de baquelite.

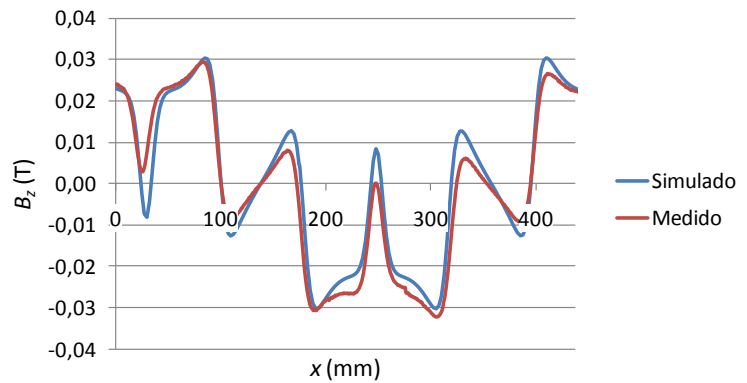
3.8.1.1 Medição da Densidade de Fluxo ao Longo do Caminho Longitudinal Central

Para percorrer o espaço entre os estatores, medindo assim a componente B_z , utilizou-se um posicionador xyz , tal como observável na Figura 3.56. Na Figura 3.58 apresenta-se a medição efectuada, assim como o campo previsto através de simulação. Analisando o erro entre os dados experimentais e os simulados, $e_{n,sim}$, definido como

$$e_{n,sim} = |y_{n,exp} - y_{n,sim}| \quad (3.32)$$

Onde $y_{n,exp}$ representa o valor n da amostra de dados medidos e $y_{n,sim}$ a estimativa correspondente dos dados simulados, verifica-se que este erro apresenta um valor médio igual a 11% do valor máximo atingido pelo campo, considerando-se assim uma concordância razoável entre as simulações e as experiências.

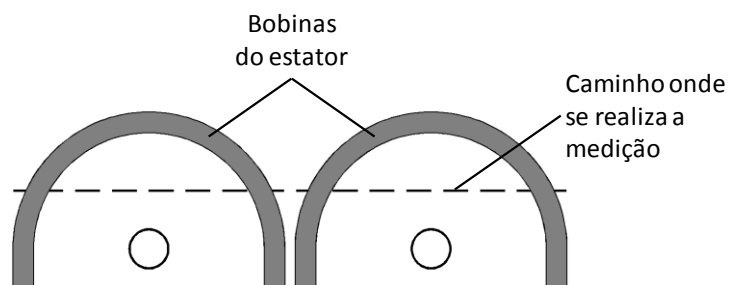
Figura 3.58: Componente B_z da densidade de fluxo medida ao longo de um caminho longitudinal passando pelo meio das bobinas da armadura, à mesma distância dos dois estatores. Representa-se o campo medido e o campo simulado com o Flux2D.



3.8.1.2 Medição da Densidade de Fluxo ao Longo de um Caminho Longitudinal não Central

Efectuaram-se ainda medições junto às extremidades das bobinas do estator, isto é, ao longo de um caminho passando pelo centro da parte curva das mesmas, tal como indicado na Figura 3.59. Os resultados apresentam-se na Figura 3.73, verificando-se que a densidade de fluxo atinge valores mais elevados que no caso anterior. Contudo, nesta região a densidade de fluxo ancorada nos blocos da excitação já é praticamente desprezável, pelo que a interacção entre campos não é significativa.

Figura 3.59: Caminho utilizado para medição da componente B_z da densidade de fluxo junto às extremidades das bobinas do estator.



É de referir que os ensaios do duplo estator em azoto líquido demonstraram não ser o nylon um material adequado para estas temperaturas, devido ao seu coeficiente de dilatação linear relativamente elevado (da ordem de $10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$, de acordo com consulta a vários catálogos de fornecedores). Como consequência, os moldes contraíram e a fita BSCCO soltou-se. A solução arranjada foi fixar as fitas aos respectivos estatores, recorrendo a fio eléctrico, com suficiente resistência mecânica para os esforços de tracção a que ficaram sujeitos, tendo em conta também o ambiente em que os mesmos foram realizados. Um material adequado para este propósito verificou-

se ser a baquelite, com um coeficiente de dilatação uma ordem de grandeza abaixo do nylon, tendo sido comprovado medindo as dimensões de amostras antes e depois do arrefecimento por azoto líquido.

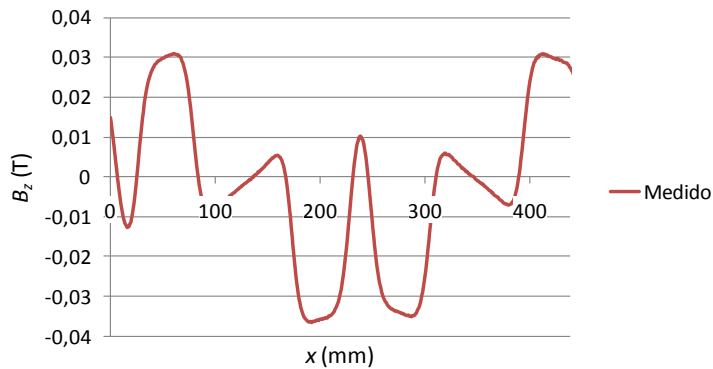


Figura 3.60: Componente B_z da densidade de fluxo medida ao longo de um caminho longitudinal passando junto às extremidades das bobinas da armadura, à mesma distância dos dois estatores.

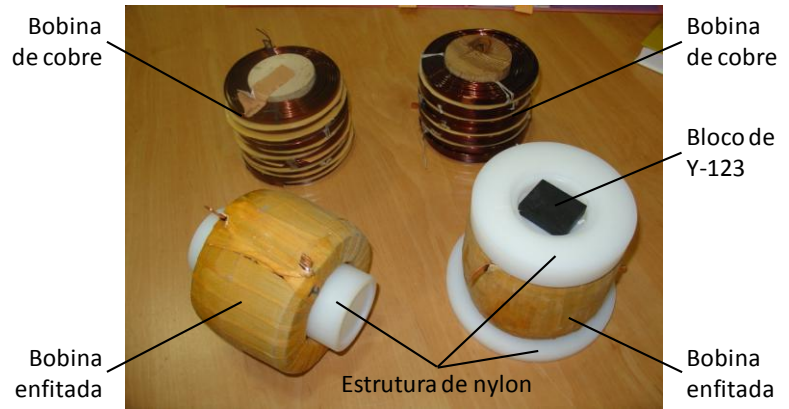
3.8.2 Medição do Fluxo Ancorado num Magneto de Fluxo Residual

Embora o sistema de magnetização por impulso possa ser implementado recorrendo a um banco de condensadores, como anteriormente descrito, o facto de se dispor, em Badajoz, de quatro fontes de corrente DC de 400 A cada, passíveis de serem colocadas em paralelo e em operação sincronizada, tornou esta a opção natural para magnetizar os blocos supercondutores.

3.8.2.1 Sistema de Magnetização por Impulso

Foram inicialmente construídas as bobinas em fita de cobre e núcleo de ar, de acordo com as especificações descritas anteriormente, para o que se contou com a colaboração das oficinas da Base Aérea de Badajoz. O resultado deste trabalho, complexo, devido às dimensões da secção da fita de cobre, está ilustrado na Figura 3.61. Posteriormente, as bobinas foram enfitadas com fibra de vidro e mergulhadas num banho de resina, de modo a adquirirem maior estabilidade mecânica.

Figura 3.61: Bobinas de cobre para o sistema de magnetização por impulso de corrente. As bobinas foram construídas nas oficinas da Base Aérea de Badajoz. O enfitamento com fibra de vidro e o banho de resina foram realizados pela empresa Oficel (www.oficel.pt).



A resistência das bobinas foi medida através do método dos quatro pontos, recorrendo a um multímetro digital da Agilent com uma resolução de $100\ \mu\Omega$, referência 34410A, tendo-se obtido um valor de $2\ \text{m}\Omega$. Este valor é importante para verificar se as fontes podem aplicar o impulso de corrente pretendido, dado que apenas geram uma tensão até $15\ \text{V}$. Com este valor e uma corrente máxima de $1600\ \text{A}$, a queda de tensão seria de $6,4\ \text{V}$, considerando as duas bobinas em série, unidas por um contacto de resistência desprezável, o que está dentro do valor admitido pela fonte.

Foi então projectado e construído um suporte em nylon (o material foi escolhido anteriormente ao mau desempenho dos moldes) para suportar duas bobinas com um bloco de YBCO no seu interior. Este suporte, já ilustrado na Figura 3.61, está representado na Figura 3.62. Na Figura 3.63 pode observar-se o bloco de YBCO no interior da estrutura, fixado com silicone, para que não se movesse aquando do impulso de corrente, devido às forças de Lorentz desenvolvidas. Note-se que a silicone tem aplicação restrita a temperaturas criogénicas, dado que perde as suas propriedades de aderência. Contudo, nesta aplicação em particular, revelou-se adequada.

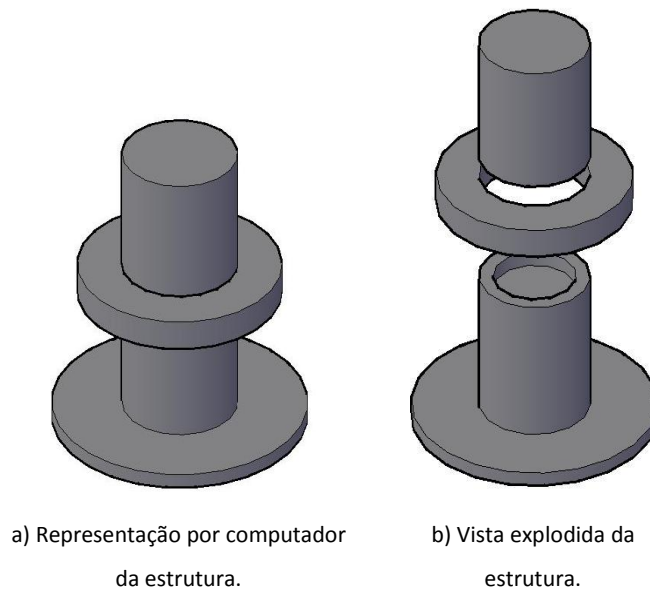


Figura 3.62: Estrutura em nylon para ensaio das propriedades de ancoramento de campo por parte dos blocos de YBCO. A estrutura foi construída, a partir de desenhos fornecidos, pela empresa A. M. Tita.



Figura 3.63: Bloco de YBCO fixado à estrutura de nylon por silicone.

Para transportar o pulso de corrente das fontes para as bobinas, foram utilizadas barras flexíveis de cobre para 1600 A (valor máximo de corrente que as fontes podem fornecer) da marca Eriflex, modelo Flexibar, referência 552870, representadas na Figura 3.64, já montadas na estrutura que suporta as fontes.



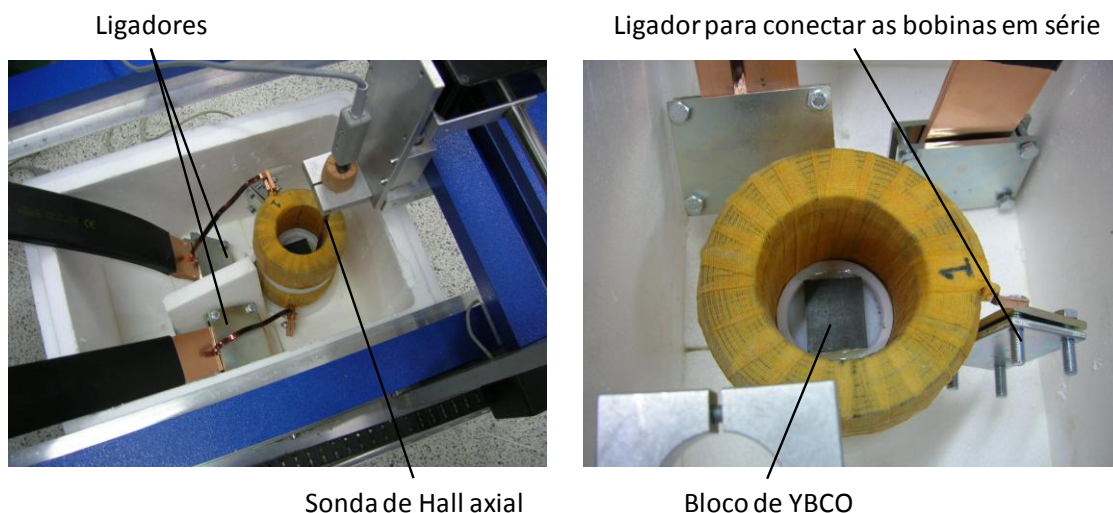
a) Vista frontal do sistema, com as barras flexíveis em destaque.



b) Vista lateral do sistema, com as fontes de corrente e os ligadores das barras.

Figura 3.64: Barras flexíveis de cobre montadas na estrutura onde se encontram as fontes de corrente. As barras estão unidas, por meio de ligadores, a outras barras de cobre, rígidas, que servem como nós comuns das quatro fontes.

As barras flexíveis são formadas por 10 lâminas de cobre, com uma largura de 63 mm e uma espessura de 1 mm, configurando uma secção recta de 630 mm^2 , suficiente para suportar 1600 A. Contudo, a fita de cobre de que são constituídas as bobinas é de apenas 16 mm^2 , como referido anteriormente. De qualquer forma, pretende-se um impulso breve de corrente, além das bobinas estarem mergulhadas em azoto líquido, o que diminui a resistividade do cobre. Desta forma, as perdas de Joule nas bobinas não configuram problema de maior. Na Figura 3.65 pode observar-se a união, por meio de ligadores, entre as barras de cobre e as bobinas. Nessa figura também se pode observar a sonda de Hall, agora de fluxo axial, utilizada para medir a densidade de fluxo, após esta ser ancorada. Note-se que, novamente, foi utilizado o posicionador xyz , agora para construir um mapa bidimensional do campo.



a) Vista das conexões entre as barras flexíveis e as bobinas de cobre.

b) Pormenor da conexão que coloca as bobinas em série.

Figura 3.65: Conexão entre as barras flexíveis e as bobinas de cobre. As duas bobinas são colocadas em série.

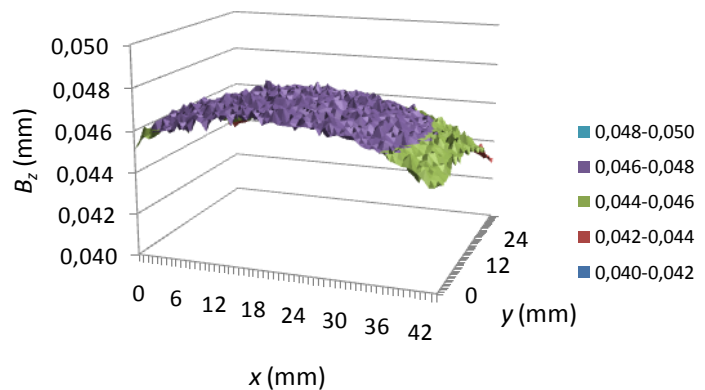
3.8.2.2 Medição do Campo Acorado no YBCO

Inicialmente foi estabelecida uma corrente de 50 A nas bobinas, para determinar a relação entre a corrente aplicada e a densidade de fluxo máxima alcançável. Este teste serviu também para observar o perfil de campo no interior das bobinas, que se pretende tão uniforme quanto possível. O perfil assim obtido está representado na Figura 3.66. Por análise dos dados, verifica-se que o campo, na zona onde se posiciona o bloco de YBCO, tem uma variação máxima de 4,94 mT, alcançando um valor máximo, na zona central, de 47,9 mT, ou seja, apresenta uma variação de cerca de 10%, resultando pior que o simulado, de 3%. Por outro lado, consegue-se uma relação, dada a linearidade magnética do ar, de cerca de 1 mT por cada ampere, valor esse que se manterá em ambiente criogénico. Na realidade, para um impulso de 1000 A obtém-se uma densidade de fluxo máxima de 958 mT, o que está conforme os resultados previstos, ilustrados na Figura 3.50, em que o valor obtido para a presente configuração é de 935 mT.

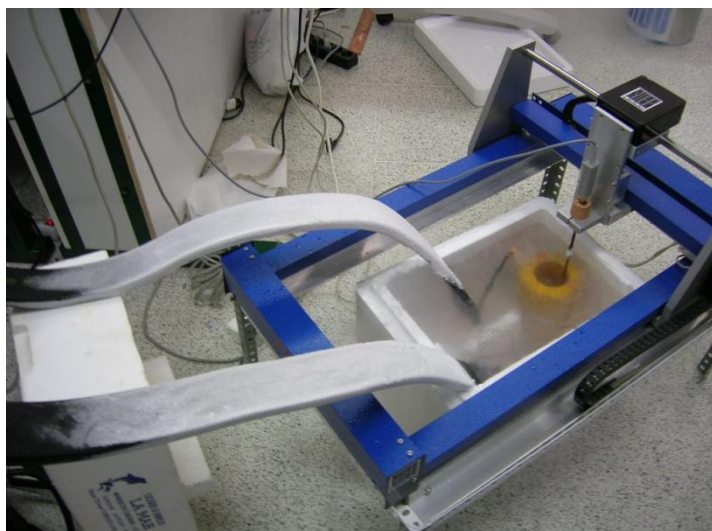
O sistema foi de seguida arrefecido, tal como se observa na Figura 3.67, de modo a se proceder à aplicação dos impulsos de corrente. Decidiu-se optar por impulsos de 1000 A, isto é, de 250 A por fonte, de modo a não pôr em risco a integridade do sistema. A duração destes impulsos foi controlada manualmente, em intervalos de cerca de 1 s. Cada impulso de corrente foi acompanhado de um imediato borbulhar do azoto líquido, devido ao aquecimento das bobinas por efeito de Joule.

Apesar de, como referido anteriormente, uma corrente de 1000 A implicar uma queda de tensão aos terminais das bobinas de cerca de 4 V, dentro do limite de 15 V das fontes, verificou-se, pela aplicação de impulsos sucessivos com intervalos de alguns segundos, que a partir do terceiro impulso a corrente fornecida pelas quatro fontes caía para valores abaixo de 750 A. Este facto é explicado pelo aumento da resistência das bobinas, consequência do incremento da temperatura provocado por efeito de Joule. O aquecimento verificou-se única e exclusivamente nas bobinas, já que as barras flexíveis de cobre estão dimensionadas para 1600 A, como referido.

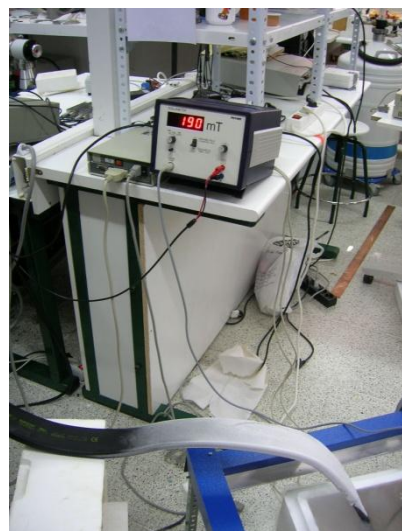
Figura 3.66: Superfície da densidade de fluxo obtida no centro da bobina, na zona onde ficará o supercondutor, à temperatura ambiente.



Verificou-se experimentalmente que a densidade de fluxo ancorada tinha uma variação desprezável após o bloco ser submetido a vários impulsos. Na Figura 3.68 pode observar-se o mapa da densidade de fluxo ancorada, medida a cerca de 2 mm da amostra. Através desse mapa, é clara a presença de três domínios no bloco de YBCO. Na realidade, o bloco apresenta originalmente dois domínios (tal como referido pelo fabricante), sendo que num deles existe uma fissura, criando um terceiro domínio artificial. Isto é inferido por observação do campo ancorado (Krabbes, Fuchs, Canders, May, & Palka, 2006), cujas linhas de nível se podem observar na Figura 3.69.



a) Aspecto das barras flexíveis, após arrefecimento.



b) Pormenor das medições, com a densidade de fluxo visualizada em tempo real num gaussímetro.

Figura 3.67: Arrefecimento das bobinas de cobre e medição da densidade de fluxo ancorada.

O valor máximo verificado de densidade de fluxo foi de 209 mT, e, aparentemente, o valor não poderia ser superior, dado que a amostra ficou toda penetrada por corrente. De acordo com a relação entre corrente e densidade máxima, referida anteriormente, o valor de campo aplicado terá sido de 957 mT. De acordo com o modelo de Bean, bastaria então, teoricamente e se a amostra fosse um monodomínio, um campo aplicado que fosse o dobro do máximo ancorado, isto é, 418 mT. Assim, a corrente necessária, de acordo com a relação anteriormente determinada, seria de cerca de 437 A.

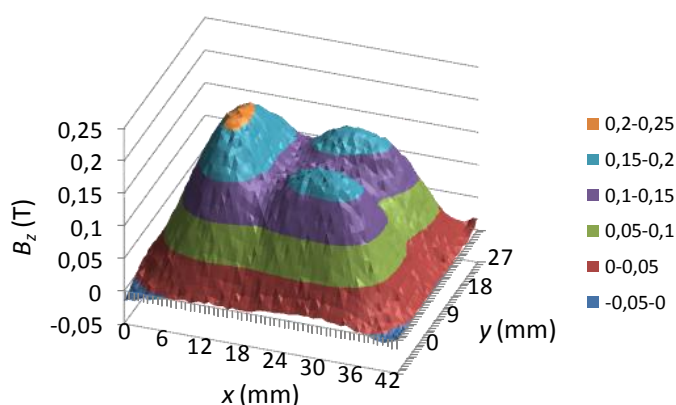


Figura 3.68: Campo ancorado na amostra de YBCO, após um impulso de corrente de 1000 A.

3.8.2.3 Análise de Resultados

A partir do perfil de campo, pôde estimar-se a corrente crítica do material. Como referido anteriormente, para calcular as forças desenvolvidas pelo motor linear, consideraram-se os blocos de YBCO como constituídos por um único domínio. Essa aproximação foi feita para a determinação de J_C a partir dos dados experimentais. Para tal, fez-se variar a corrente crítica, calculando em cada iteração o perfil de campo assim obtido, pelo método do modelo pilha de areia já descrito. Minimizando a raiz do erro quadrático médio entre a curva medida e a curva obtida numericamente, cuja evolução se apresenta na Figura 3.70, chegou-se ao valor $J_C = 5,25 \text{ kA/cm}^2$. Este valor foi o utilizado na determinação numérica das forças desenvolvidas pelo motor linear.

Figura 3.69: Linhas de nível da densidade de fluxo ancorada. É possível distinguir os domínios e a zona da fissura.

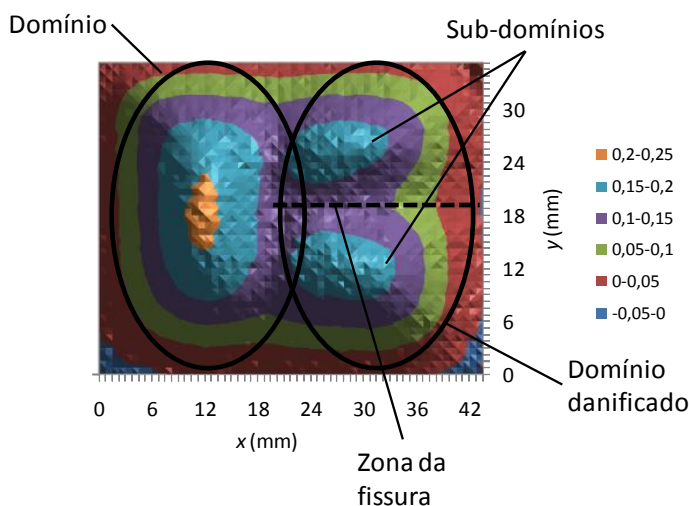
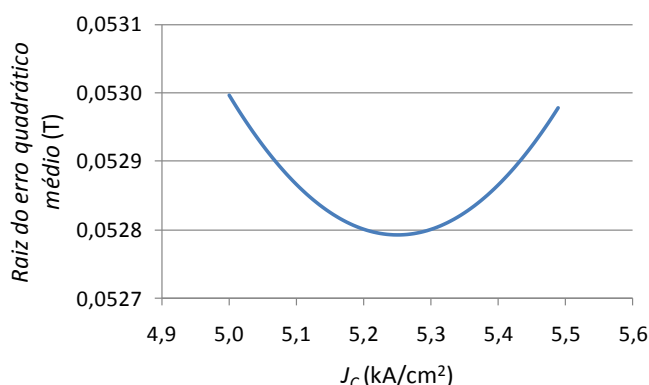


Figura 3.70: Evolução da raiz do erro quadrático médio, para diferentes valores de J_C utilizados no modelo pilha de areia. O valor mínimo é de 0,05279, correspondendo a uma densidade crítica de corrente de 5,25 kA/cm².



A superfície de fluxo obtida com o modelo pilha de areia e com a densidade crítica de corrente referida está representada na Figura 3.71, juntamente com a obtida experimentalmente, para melhor comparação. Na Figura 3.72 apresenta-se a superfície do erro quadrático, verificando-se que os pontos que mais contribuem para o erro são os situados no centro da amostra, como é natural, dado que é a zona de junção entre os três domínios. Também se verifica uma contribuição considerável nos pontos das extremidades, o que significa que as superfícies das densidades de fluxo têm inclinações diferentes. É expectável que os resultados fossem melhores se houvesse disponibilidade de blocos de YBCO monodomínio sem fissuras.

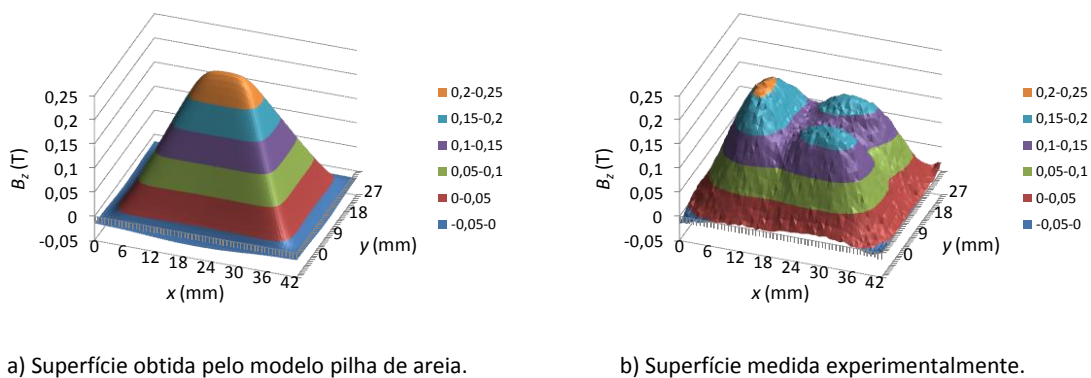


Figura 3.71: Modelização da densidade de fluxo ancorada num bloco supercondutor da parte móvel.

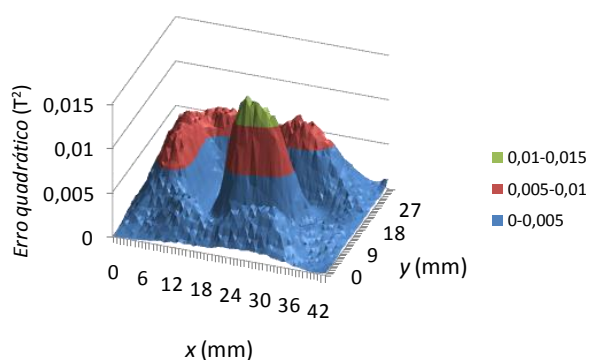


Figura 3.72: Superfície do erro quadrático, definido como o quadrado da diferença, ponto a ponto, entre os valores medidos e determinados numericamente da densidade de fluxo ancorada na amostra.

3.9 Análise Espectral da Força Magnetomotriz do Motor Linear Síncrono com Ferro

O ferro pode ser utilizado no motor linear para permitir retirar um dos estatores enquanto se mantêm reduzidas as componentes de densidade de fluxo perpendiculares à superfície da fita. Desta forma, embora se aumente o peso da máquina, reduz-se a sua complexidade.

Nesta secção faz-se uma análise espectral da força magnetomotriz obtida, cujo conteúdo harmónico está intimamente relacionado com o das forças desenvolvidas (Gieras & Piech, 1999).

3.9.1 Comparação da Força Magnetomotriz para Diferentes Topologias da Armadura e Alimentação Sinusoidal Trifásica

As restrições impostas pelos enrolamentos em Bi-2223 (impossibilidade de torção e raio máximo de curvatura), levaram à definição de duas topologias para a armadura, nomeadamente, T_1 , com duas camadas de enrolamentos, e T_2 , com uma camada, ver Figura 3.73.

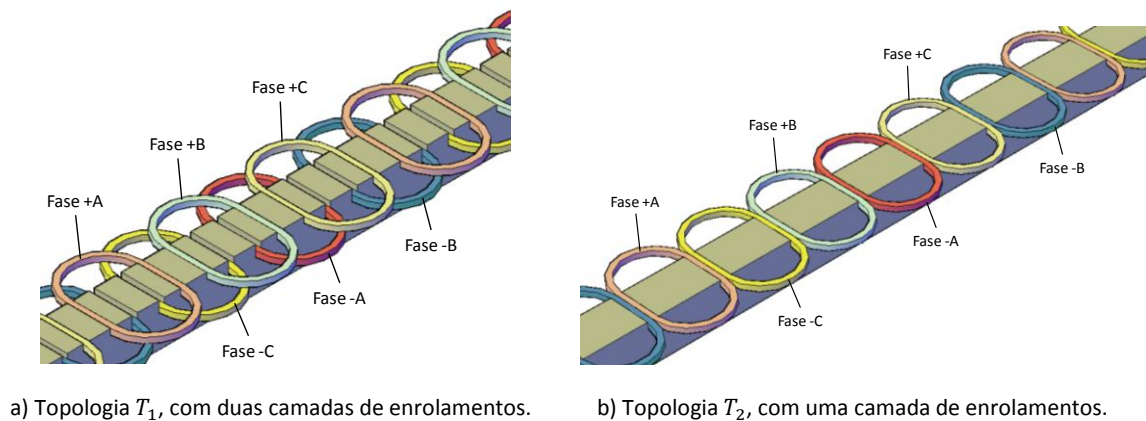


Figura 3.73: Topologias da armadura do motor linear síncrono com ferro.

Como primeira abordagem na análise das diferentes topologias, considera-se a armadura alimentada por um sistema trifásico de correntes sinusoidais puras, i_a , i_b e i_c , isto é:

$$i_a(t) = I_S \cos(\omega t) \quad (3.33)$$

$$i_b(t) = I_S \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \quad (3.34)$$

$$i_c(t) = I_S \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right) \quad (3.35)$$

onde $\omega = 2\pi f$ (rad/s) e f (Hz) é a frequência das correntes das fases.

3.9.1.1 Topologia T_1

A força magnetomotriz (FMM) para a topologia T_1 , fmm_1 , está representada na Figura 3.74, para o instante $t = 0$. As FMMs correspondentes a cada fase, f_a^1 , f_b^1 e f_c^1 também estão representadas, sendo que fmm_1 é a soma destas três. A FMM de cada fase corresponde a uma onda pulsante, que por sua vez pode ser decomposta em duas ondas pulsantes em oposição de fase, no tempo, e separadas de um passo polar no espaço.

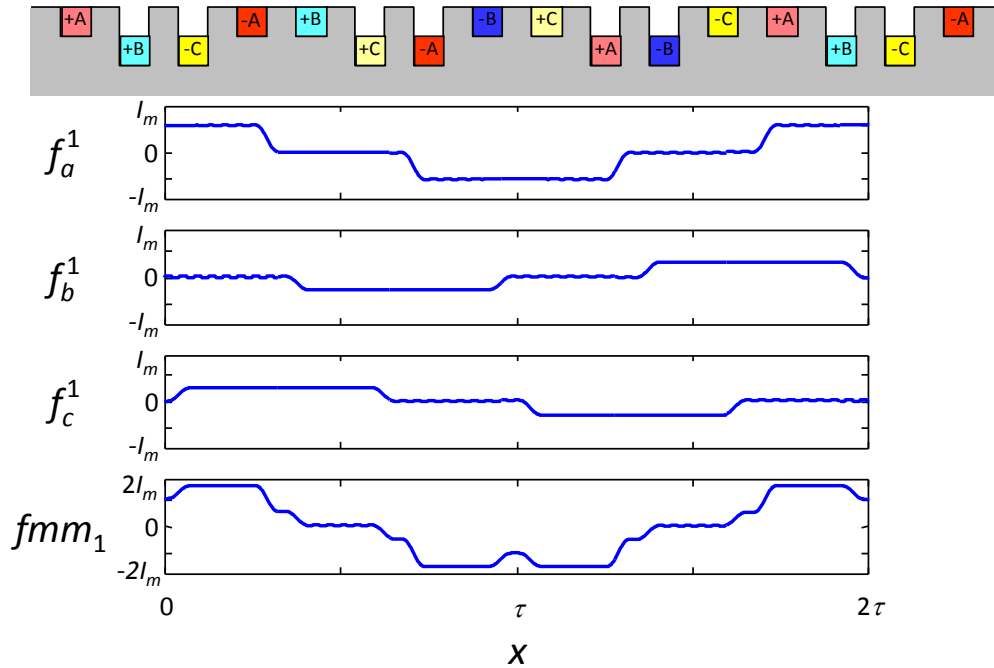


Figura 3.74: Força magnetomotriz da topologia T_1 , construída como a soma das forças magnetomotrizes de cada fase.

A representação em série de Fourier das FMMs, tendo em conta que os enrolamentos estão desfasados no espaço de $\frac{2\pi}{3}$ radianos mecânicos, é então:

$$f_a^1(t, x) = I_m \cos(\omega t) \left[\sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left(n \frac{\pi}{\tau} x\right) \right] \quad (3.36)$$

$$f_b^1(t, x) = I_m \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \left[\sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left(n \left(\frac{\pi}{\tau} x - \frac{2\pi}{3}\right)\right) \right] \quad (3.37)$$

$$f_c^1(t, x) = I_m \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right) \left[\sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left(n \left(\frac{\pi}{\tau} x + \frac{2\pi}{3}\right)\right) \right] \quad (3.38)$$

onde os termos A_n representam os coeficientes de Fourier da função trapezoidal representada na Figura 3.75, e

$$I_m = NI_S \quad (3.39)$$

Só existem termos em co-seno dado a função ser par. Note-se, pelas equações anteriores, que estas FMMs apenas apresentam harmónicas espaciais. Para os coeficientes A_n obtém-se

$$A_n = \frac{8\tau}{sn^2\pi^2} \text{sen}\left(\frac{n\pi s}{2\tau}\right) \text{sen}\left(\frac{n\pi l_w - s}{\tau} \frac{2}{2}\right), n \text{ ímpar} \quad (3.40)$$

ou, definindo os seguintes coeficientes

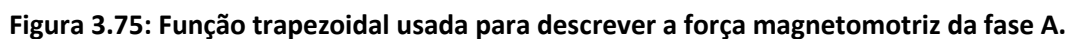
$$k_n = \frac{\text{sen}\left(\frac{n\pi s}{2\tau}\right)}{\frac{n\pi s}{2\tau}} \quad (3.41)$$

$$k_{nl} = \text{sen}\left(\frac{n\pi l_w - s}{\tau} \frac{2}{2}\right) \quad (3.42)$$

resulta

$$A_n = \frac{4}{n\pi} k_n k_{nl}, n \text{ ímpar} \quad (3.43)$$

Dado que a função apresenta simetria de meia onda, só existem termos de ordem ímpar.


$$\begin{aligned}
fmm_{1,n}(t, x) = & I_m A_n \left\{ \cos(\omega t) \cos\left(n \frac{\pi}{\tau} x\right) + \right. \\
& + \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \cos\left(n \left(\frac{\pi}{\tau} x - \frac{2\pi}{3}\right)\right) + \\
& \left. + \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right) \cos\left(n \left(\frac{\pi}{\tau} x + \frac{2\pi}{3}\right)\right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.44}$$
$$\cos(\alpha) \cos(\beta) = \frac{1}{2} \{ \cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta) \} \quad (3.45)$$
$$\begin{aligned}
 fmm_{1,n}(t,x) = & \frac{I_m A_n}{2} \left\{ \cos\left(\omega t + n\frac{\pi}{\tau}x\right) + \cos\left(\omega t - n\frac{\pi}{\tau}x\right) + \right. \\
 & + \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3} + n\left(\frac{\pi}{\tau}x - \frac{2\pi}{3}\right)\right) + \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{3} - n\left(\frac{\pi}{\tau}x - \frac{2\pi}{3}\right)\right) + \\
 & \left. + \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3} + n\left(\frac{\pi}{\tau}x + \frac{2\pi}{3}\right)\right) + \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{3} - n\left(\frac{\pi}{\tau}x + \frac{2\pi}{3}\right)\right) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.46}$$

248

$$\begin{aligned}
fmm_{1,n}(t, x) = & \frac{I_m A_n}{2} \left\{ \cos\left(\omega t + n\frac{\pi}{\tau}x\right) + \cos\left(\omega t - n\frac{\pi}{\tau}x\right) + \right. \\
& + \cos\left(\left(\omega t + n\frac{\pi}{\tau}x\right) - \frac{2\pi}{3}(1+n)\right) + \cos\left(\left(\omega t - n\frac{\pi}{\tau}x\right) - \frac{2\pi}{3}(1-n)\right) + \\
& \left. + \cos\left(\left(\omega t + n\frac{\pi}{\tau}x\right) + \frac{2\pi}{3}(1+n)\right) + \cos\left(\left(\omega t - n\frac{\pi}{\tau}x\right) + \frac{2\pi}{3}(1-n)\right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.47}$$

Finalmente, a relação trigonométrica

$$\cos(\alpha \pm \beta) = \cos(\alpha) \cos(\beta) \mp \sin(\alpha) \sin(\beta) \tag{3.48}$$

permite reescrever (3.47) como

$$\begin{aligned}
fmm_{1,n}(t, x) = & \frac{I_m A_n}{2} \left\{ \cos\left(\omega t + n\frac{\pi}{\tau}x\right) \left[1 + 2\cos\left(\frac{2\pi}{3}(1+n)\right)\right] + \right. \\
& \left. + \cos\left(\omega t - n\frac{\pi}{\tau}x\right) \left[1 + 2\cos\left(\frac{2\pi}{3}(1-n)\right)\right] \right\}
\end{aligned} \tag{3.49}$$

Na equação anterior, o termo $1 + 2\cos\left(\frac{2\pi}{3}(1+n)\right)$ vale 3 para $n = 6h - 1$, h natural, enquanto que $1 + 2\cos\left(\frac{2\pi}{3}(1-n)\right)$ toma o valor 3 para $n = 1, 6h + 1$, h natural. Para outros valores de n , esses termos valem 0.

O n -ésimo termo da FMM pode agora ser escrito como

$$fmm_{1,n}(t, x) = \begin{cases} \frac{3}{2} I_m A_n \cos\left(\omega t + n\frac{\pi}{\tau}x\right) & , n = 6h - 1, h \in \mathbb{N} \\ \frac{3}{2} I_m A_n \cos\left(\omega t - n\frac{\pi}{\tau}x\right) & , n = 1 \vee n = 6h + 1, h \in \mathbb{N} \end{cases} \tag{3.50}$$

Conclui-se assim que as harmónicas em $6h - 1$ correspondem a ondas viajantes no sentido negativo de x , enquanto que as harmónicas em $6h + 1$ correspondem a ondas no sentido positivo de x . A fundamental, para $n = 1$, desloca-se no sentido positivo de x . A FMM total pode então ser expressa como uma soma de ondas viajantes (ou harmónicas), com dois sentidos possíveis, de acordo com

$$fmm_1(t, x) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos\left(\omega t + n\frac{\pi}{\tau}x\right) + b_n \cos\left(\omega t - n\frac{\pi}{\tau}x\right) \right) \tag{3.51}$$

Assim, os termos a_n correspondem às amplitudes das ondas viajantes no sentido negativo de x , enquanto os termos b_n correspondem às amplitudes das ondas viajantes no sentido positivo de x . Tomando em consideração (3.43), estes coeficientes podem escrever-se como

$$a_n = \begin{cases} 6 \frac{I_m k_n k_{nl}}{\pi n} & , n = 6h - 1, h \in \mathbb{N} \\ 0 & , \text{caso contrário} \end{cases} \quad (3.52)$$

$$b_n = \begin{cases} 6 \frac{I_m k_n k_{nl}}{\pi n} & , n = 1 \vee n = 6h + 1, h \in \mathbb{N} \\ 0 & , \text{caso contrário} \end{cases} \quad (3.53)$$

Fazendo variar a posição relativa entre as bobinas, varia-se o valor dos coeficientes a_n e b_n .

A velocidade da componente fundamental ou velocidade de sincronismo é dada por

$$v_s = \frac{\tau \omega}{\pi} = 2\tau f \quad (3.54)$$

enquanto que para a velocidade das restantes harmónicas vem

$$v_n = \pm \frac{\tau \omega}{n\pi} = \pm \frac{2\tau f}{n}. \quad (3.55)$$

Definindo o espectro da FMM como

$$F_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (3.56)$$

pode-se calcular a distorção harmónica total, DHT , como

$$DHT = \frac{\sqrt{\sum_{n>1} F_n^2}}{F_1} \cdot 100\% \quad (3.57)$$

A gama de variação do passo polar, atendendo à Figura 3.74, é

$$\frac{3}{2} l_w \leq \tau \leq 3l_w$$

O passo polar óptimo é o que minimiza DHT , e que se determina numericamente como 118,1 mm, correspondendo a $DHT = 25,36\%$, tendo sido considerado, no cálculo, n entre 1 e 100. Isto é detalhado na secção seguinte.

3.9.1.2 Topologia T_2

A FMM da topologia T_2 , fmm_2 , está representada na Figura 3.76 para o instante $t = 0$. É simples verificar que esta topologia é um prolongamento da anterior, para $\tau \geq 3l_w$, valor que, aliás, confere a única limitação ao passo polar. A distorção harmónica total é mínima para a configuração da

inexistência de espaçamento entre as bobinas, correspondendo a $DHT = 39,22\%$ (considerou-se n entre 1 e 100). O gráfico da Figura 3.77, que representa a evolução da distorção harmónica total em ambas as topologias com o passo polar, ilustra o facto já referido de T_2 ser uma extensão de T_1 . Assim sendo, os coeficientes de fmm_2 são também dados por (3.31) e (3.32).

3.9.1.3 Comparação das Topologias

Os parâmetros que caracterizam as duas topologias estão sumarizados na Tabela 3.6, para a situação de distorção harmónica total mínima. Na Figura 3.78 são comparados os espectros das FMM, enquanto na Figura 3.79 se representam essas funções. Na análise subsequente elege-se a topologia T_2 por questões de simplicidade de construção, pese embora o facto de esta apresentar um pior valor de DHT e uma menor amplitude da FMM para a mesma corrente de alimentação.

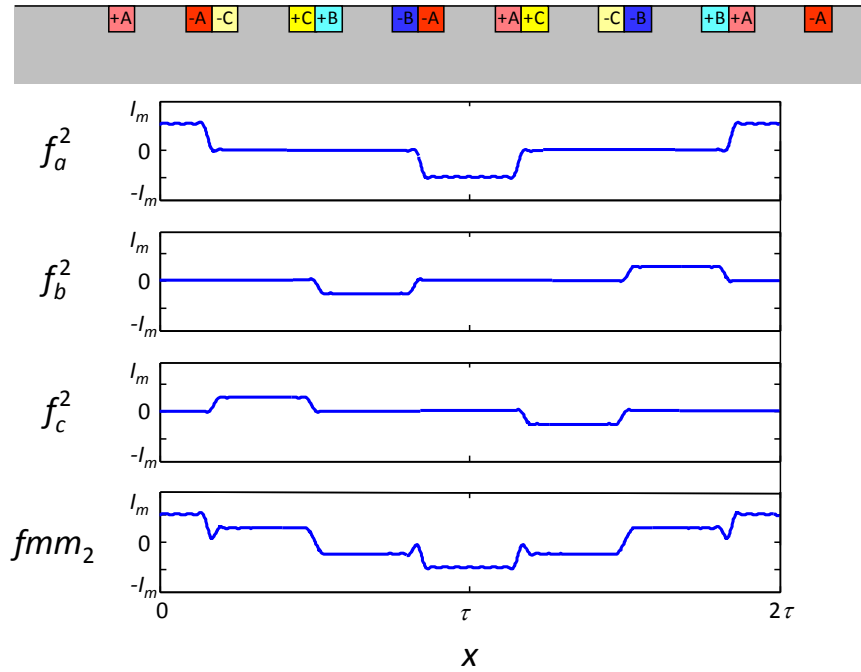


Figura 3.76: Força magnetomotriz da topologia T_2 , construída como a soma das forças magnetomotrizes de cada fase.

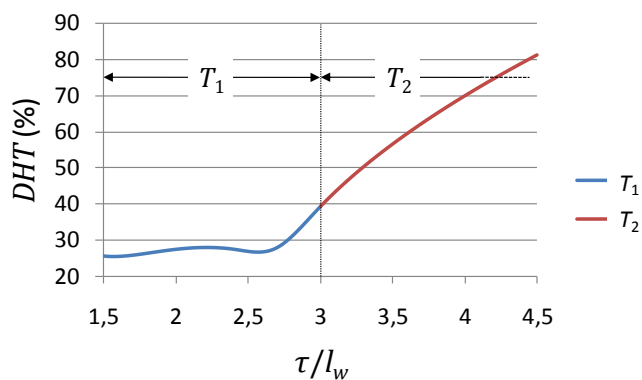


Figura 3.77: Evolução da distorção harmónica total, DHT , com o passo polar, nas topologias T_1 e T_2 .

Topologia	Limites de τ	DHT óptimo (%)	F_1/I_m	Amplitude FMM/ I_m	τ/l_w	Velocidade de sincronismo para $f = 50$ Hz (m/s)
T_1	$\frac{3}{2}l_w \leq \tau \leq 3l_w$	25,36	1,49	1,73	0,158	11,8
T_2	$\tau \geq 3l_w$	39,22	0,87	1,00	3	21,9

Tabela 3.6: Características das topologias T_1 e T_2 , para DHT óptimo.

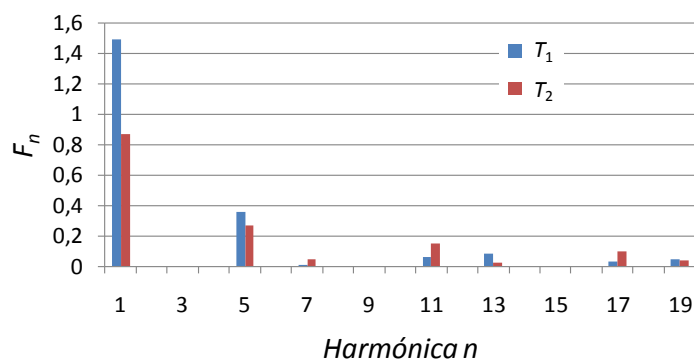


Figura 3.78: Comparação do espectro espacial das forças magnetomotrizes das topologias T_1 e T_2 com DHT óptimo.

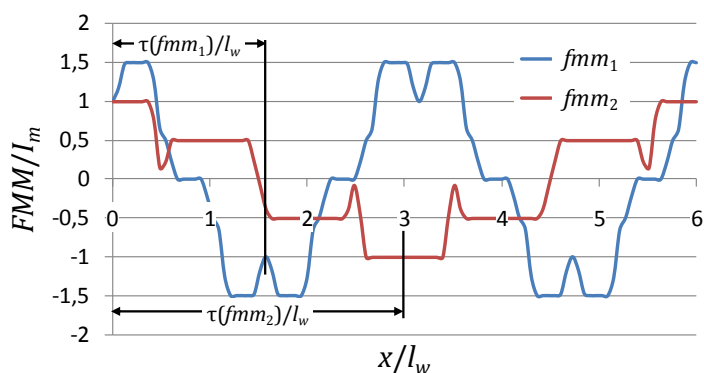


Figura 3.79: Comparação das diferentes FMM e passos polares respectivos.

3.9.2 Força Magnetomotriz para Alimentação por um Inversor de Corrente Ideal

Nesta secção considera-se a opção mais realista da armadura da topologia T_2 alimentada por um inversor de corrente, possibilitando um controlo conceptualmente simples da posição e velocidade da parte móvel. As correntes ideais estão representadas na Figura 3.24, sendo agora óbvia a introdução de harmónicas temporais, para além das espaciais. A equação (3.51), da FMM (onde se omite o índice) é reescrita como

$$f_{mm}(t, x) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_{k,n} \cos \left(k\omega t + n\frac{\pi}{\tau}x \right) + b_{k,n} \cos \left(k\omega t - n\frac{\pi}{\tau}x \right) \right) \quad (3.58)$$

A velocidade das diferentes harmónicas é agora dada por

$$v_{m,n} = \pm 2\tau f \frac{k}{n} \quad (3.59)$$

Pese embora o facto de poderem existir velocidades iguais para diferentes pares (k, n) , o que poderia traduzir um formalismo matemático incorrecto, estas velocidades correspondem sempre a ondas viajantes com diferentes períodos espaciais e temporais.

As FMM correspondentes às três fases são agora dadas por

$$f_a(t, x) = I_m \left[\sum_{k=1}^{\infty} T_k \cos(k\omega t) \right] \left[\sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \left(n\frac{\pi}{\tau}x \right) \right] \quad (3.60)$$

$$f_b(t, x) = I_m \left[\sum_{k=1}^{\infty} T_k \cos \left(k \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \right) \right] \left[\sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \left(n \left(\frac{\pi}{\tau}x - \frac{2\pi}{3} \right) \right) \right] \quad (3.61)$$

$$f_c(t, x) = I_m \left[\sum_{k=1}^{\infty} T_k \cos \left(k \left(\omega t + \frac{2\pi}{3} \right) \right) \right] \left[\sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos \left(n \left(\frac{\pi}{\tau}x + \frac{2\pi}{3} \right) \right) \right] \quad (3.62)$$

Os coeficientes T_k , respeitantes a uma onda rectangular como a representada na Figura 3.80, são dados por

$$T_k = \begin{cases} \frac{2\sqrt{3}}{k\pi} & , k = 1 \vee k = 6h + 1, h \in \mathbb{N} \\ -\frac{2\sqrt{3}}{k\pi} & , k = 6h - 1, h \in \mathbb{N} \end{cases} \quad (3.63)$$

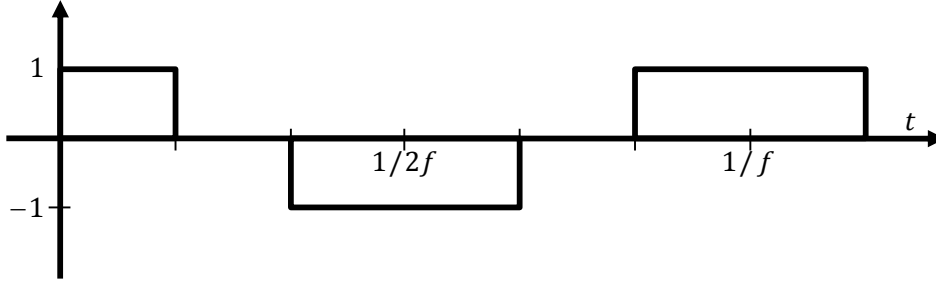


Figura 3.80: Função trapezoidal usada para descrever a variação temporal da corrente da fase A.

A harmónica de ordem (k, n) , $fmm_{k,n}$, é agora dada por

$$fmm_{k,n} = \frac{I_m T_k A_n}{2} \left\{ \cos\left(k\omega t + n\frac{\pi}{\tau}x\right) \left[1 + 2\cos\left(\frac{2\pi}{3}(k+n)\right)\right] + \cos\left(k\omega t - n\frac{\pi}{\tau}x\right) \left[1 + 2\cos\left(\frac{2\pi}{3}(k-n)\right)\right] \right\} \quad (3.64)$$

Analisando-se os termos da equação anterior, obtém-se para os coeficientes de Fourier de (3.58):

$$a_{k,n} = \begin{cases} \frac{3}{2} I_m T_k A_n & , (k=1 \wedge n=6h-1) \vee (k=6h-1 \wedge n=1) \vee \\ & \vee (k=6h \pm 1 \wedge n=6l \pm 1 \wedge k+n=3q), h, l, q \in \mathbb{N} \\ 0 & , \text{caso contrário} \end{cases} \quad (3.65)$$

$$b_{k,n} = \begin{cases} \frac{3}{2} I_m T_k A_n & , (k=1 \wedge n=1) \vee \\ & \vee (k=1 \wedge n=6h+1) \vee (k=6h+1 \wedge n=1) \vee \\ & \vee (k=6h \pm 1 \wedge n=6l \pm 1 \wedge k+n \neq 3q), h, l, q \in \mathbb{N} \\ 0 & , \text{caso contrário} \end{cases} \quad (3.66)$$

Pode-se agora definir o espectro espaço-temporal como

$$F_{k,n} = \sqrt{a_{k,n}^2 + b_{k,n}^2} \quad (3.67)$$

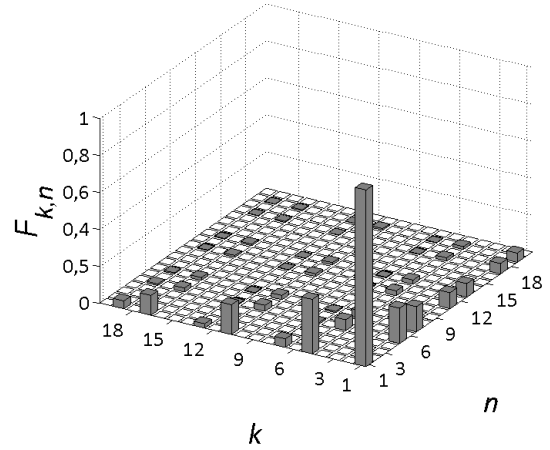
que se representa na Figura 3.81.

A distorção harmónica total é agora definida como

$$DHT = \frac{\sqrt{\sum_{k>1} \sum_{n>1} F_{k,n}^2}}{F_{1,1}} \cdot 100\% \quad (3.68)$$

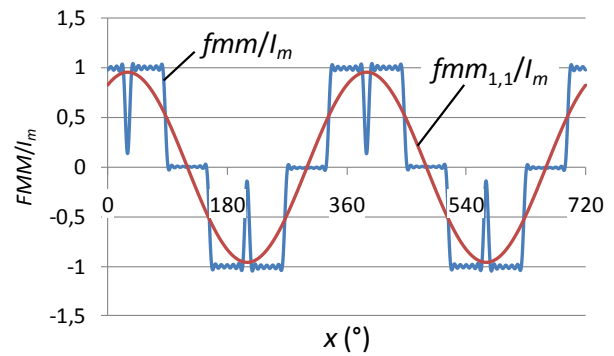
cujo valor, para o presente caso, é $DHT = 58,13\%$, considerando, no cálculo, k e n a variarem entre 1 e 100.

Figura 3.81: Espectro espaço-temporal da força magnetomotriz correspondente à armadura da topologia T_2 , alimentada por um inversor de corrente.



Na Figura 3.82 ilustra-se a FMM da topologia, sintetizada a partir dos coeficientes $a_{k,n}$ e $b_{k,n}$, assim como a fundamental da mesma, para o instante $\omega t = \frac{\pi}{6}$.

Figura 3.82: Síntese da força magnetomotriz a partir dos coeficientes de Fourier. Representa-se também a fundamental da força magnetomotriz. Os resultados são para $\omega t = \frac{\pi}{6}$.



3.10 Conclusões

Neste capítulo foi apresentado um motor síncrono linear todo supercondutor, isto é, sem materiais ferromagnéticos e com a armadura e a excitação compostas por materiais SAT. Descreveram-se os principais aspectos do projecto e a metodologia de determinação das forças desenvolvidas pelo

motor, quando alimentado por um ondulator de corrente ideal. Com o perfil de forças, foi também possível simular o desempenho de um sistema de controlo muito simples para o dispositivo.

Verificou-se que a principal vantagem deste motor será o seu peso reduzido, quando comparado com um motor com materiais ferromagnéticos. Contudo, dada a densidade de fluxo ancorada nos blocos de excitação, da ordem dos 210 mT, bastante inferior à saturação do ferro, é em certa medida contraproducente retirar este material. Esta densidade de fluxo pode, apesar de tudo, ser substancialmente incrementada, quer com blocos monodomínio, quer diminuindo a temperatura, por exemplo para 65 K, utilizando azoto sub-arrefecido. De qualquer forma, verificou-se experimentalmente que o processo de ancoramento de fluxo nos supercondutores não é trivial, implicando disponibilidade de tecnologia específica.

Por outro lado, as forças desenvolvidas também podem ser incrementadas diminuindo a distância da excitação à armadura. Em termos da corrente desta, o valor considerado, 65 A, permite uma certa margem sem se entrar na corrente crítica, podendo este valor ser também aumentado com a diminuição da temperatura.

O controlo da velocidade do motor, com os simples algoritmos propostos, revelou-se difícil, dada a sensibilidade do motor às variações de parâmetros. Terão assim que ser encontradas formas mais avançadas de controlo, que, contudo, escapam à esfera da presente dissertação.

Apresentou-se também uma contribuição para a análise de motores síncronos lineares incluindo ferro, já que, se o peso não for uma restrição, estes apresentam perspectivas de desenvolvimento de forças mais elevadas e com um perfil muito mais adequado, visto a densidade de fluxo ser canalizada por este material.

Finalmente, considera-se que este trabalho pode ser estendido à análise de outras máquinas sem núcleos de ferro, não necessariamente lineares, tal como são preconizadas por diversas aplicações de supercondutividade.

4. Modelização do Limitador de Corrente Indutivo

4.1 Introdução

Os limitadores de corrente indutivos (ou de blindagem magnética) com materiais SAT foram sugeridos há quase duas décadas (Bashkirov, Fleishman, Patsayeva, Sobolev, & Vdovin, 1991), tendo já sido demonstrada a sua viabilidade técnica (Paul, et al., 1997), (Kado, Ichikawa, Shibuya, Kojima, Kawahara, & Matsumura, 2005). Tal como referido na revisão bibliográfica, consistem num enrolamento primário ligado magneticamente com um cilindro (ou conjunto de cilindros) supercondutor. Algumas das suas vantagens face, por exemplo, aos resistivos, consistem na não necessidade de pontas terminais de corrente ou na possibilidade de ajuste da impedância limitadora através do número de espiras do primário. Contudo, o seu peso e volume, quando comparados com os mesmos limitadores resistivos, causados pela presença de núcleos de ferro, ou a inviabilidade de os escalar para redes de transporte, devido à dificuldade em produzir cilindros supercondutores de qualidade com as dimensões adequadas, levou a um decréscimo do interesse neste tipo de limitadores. Apesar disto tudo, a sua simplicidade de construção e robustez pode torná-los atractivos em sistemas como por exemplo as microrredes (*microgrids*), redes de distribuição em baixa tensão com geração distribuída, cargas controláveis e armazenamento de energia (Jiayi, Chuanwen, & Rong, 2008). As microrredes também podem vir a integrar outras tecnologias supercondutoras, como os SMES ou volantes de inércia.

Independentemente do propósito a que se destinam, é imperativo simular o desempenho de limitadores de corrente, o que se faz amiúde recorrendo a programas de elementos finitos como o Flux2D. Estas simulações revelam-se, contudo, bastante longas no tempo, sendo por exemplo necessário não menos de dez horas⁶¹ para simular um protótipo laboratorial durante 120 ms, com um passo temporal de 1 ms. Este valor pode alongar-se para cerca de três dias, se for necessário reduzir este passo para 0,5 ms, como aconteceu nesta dissertação. Caso seja necessário comparar o desempenho de limitadores, ou desenhá-los para os adaptar às redes a que se destinam, e considerando o aumento das dimensões para dispositivos de potência, e não protótipos de tensão reduzida ao nível laboratorial, estes períodos temporais tornam-se inviáveis. **O propósito deste capítulo é, assim, desenvolver uma metodologia que permita ultrapassar estas restrições, possibilitando a simulação em alguns segundos destes dispositivos.** A estratégia consiste em modelizar de forma alternativa à encontrada na literatura os limitadores de corrente supercondutores (LCS) indutivos.

⁶¹ Foi utilizado um computador com um processador Intel Core Duo a 2,40 GHz e 4 GB de memória RAM.

Já foram anteriormente expostas as limitações ou incorrecções dos modelos de limitadores indutivos encontrados na literatura, quer através de esquemas de Steinmetz, quer por meio de impedâncias variáveis no tempo. O modelo apresentado nesta dissertação baseia-se, ao invés, no ciclo de histerese máximo que caracteriza o limitador. Este é construído com dados experimentais ou simulados relativos às partes constitutivas do dispositivo e da rede em que se pretende inseri-lo. Esta simples metodologia permite determinar o comportamento dinâmico do LCS com materiais de diferentes características (ferromagnéticos e supercondutores), diferentes números de espiras do primário e redes de diferentes parâmetros.

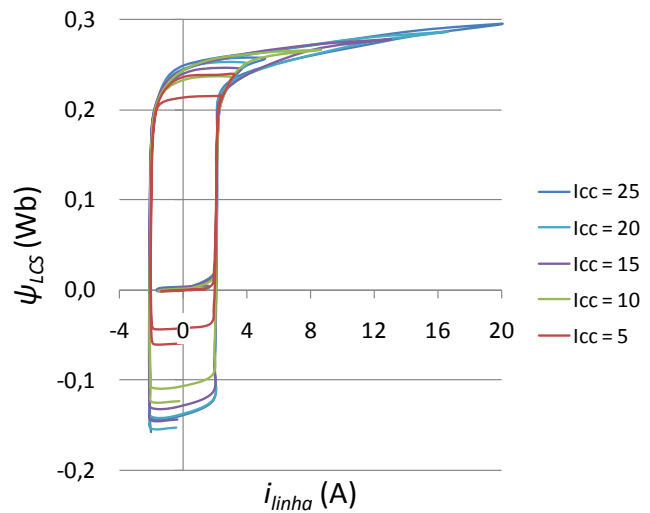
O objectivo primordial deste capítulo traduz-se, como referido, na implementação de uma ferramenta de simulação de limitadores indutivos em redes eléctricas, que permita acelerar substancialmente o tempo de processamento necessário quando se utiliza o Flux2D. Os dados obtidos com esta metodologia serão assim comparados com os fornecidos por essa ferramenta, que é a utilizada, por exemplo, nas referências (Vajda, Györe, Szalay, Sokolovsky, & Gawalek, 2003), (Kozak & Janowski, 2003), (Kozak J. , et al., 2004) e (Kozak S. , Janowski, Wojtasiewicz, Kozak, & Glowacki, 2006).

Resta referir que deste trabalho resultaram as publicações (Pina, Suárez, Ventim Neves, Álvarez, & Rodrigues, 2010) e (Pina, Ventim Neves, Álvarez, & Rodrigues, 2010).

4.2 Modelização do Limitador de Corrente

O ponto de partida para o algoritmo desenvolvido foi a extensa análise de simulações de limitadores de corrente em Flux2D, nomeadamente de todas as grandezas electromagnéticas envolvidas, e, em particular, da corrente na linha e no SAT e do fluxo ligado com o primário do dispositivo. Um dos parâmetros variados foi a corrente de curto-circuito das redes estudadas, conseguido à custa da alteração da impedância da linha. Refira-se que, de ora em diante, se utilizarão os termos curto-circuito e falha indistintamente. Na Figura 4.1 podem observar-se resultados de algumas dessas simulações, nomeadamente o fluxo ligado com o primário do limitador, ψ_{LCS} , em função da corrente que o atravessa, i_{linha} . Verifica-se que as excursões no plano $i\psi$ são limitadas, aproximadamente, por um mesmo ciclo de histerese máximo. Desta forma, é natural que o desempenho de um limitador possa ser caracterizado por esse ciclo, tendo sido esta a ideia base da metodologia proposta.

Figura 4.1: Resultado de simulação de um limitador de corrente indutivo numa rede, sujeita a uma falha, cuja impedância de curto-circuito é variada de modo a se obterem diferentes correntes de curto-circuito. Representa-se o fluxo ligado com o primário do limitador, ψ_{LCS} , em função da respectiva corrente que o atravessa, i_{linha} . Verifica-se que as excursões no plano assentam, aproximadamente, em cima de um mesmo ciclo de histerese máximo.



O comportamento dinâmico do dispositivo é então simulado a partir da excursão da corrente e do fluxo no espaço limitado pelo referido ciclo. Este é construído inicialmente a partir de dados do cilindro supercondutor e do núcleo de ferro, considerados isoladamente. O método encontra assim particular utilidade na predição do comportamento do limitador com materiais de diferentes características, o que será sem dúvida importante em aplicações comerciais.

4.2.1 Considerações Iniciais

A metodologia proposta terá então que responder à questão de como construir o ciclo de histerese máximo a partir de dados disponíveis, de modo a vir a descrever o comportamento do dispositivo de forma mais rápida do que a alternativa de simular o limitador via Flux2D (ou outro programa de elementos finitos). A resposta a essa questão foi sendo construída através da análise intensiva dos resultados de simulações do Flux2D, conforme já referido, e que de seguida se resumem.

4.2.1.1 Estrutura dos Limitadores Utilizados nas Simulações

Em primeiro lugar, simularam-se quatro limitadores com diferentes núcleos, um fechado e três abertos. As características destes núcleos estão representadas na Figura 4.2, para o núcleo fechado, e na Figura 4.3, para os núcleos abertos. Em cada conjunto de simulações foi utilizado o mesmo primário e o mesmo cilindro supercondutor, cujas características se indicam na Tabela 4.1, para os presentes casos. Foi considerada uma corrente de curto-circuito da rede de 10 A_{ef}.

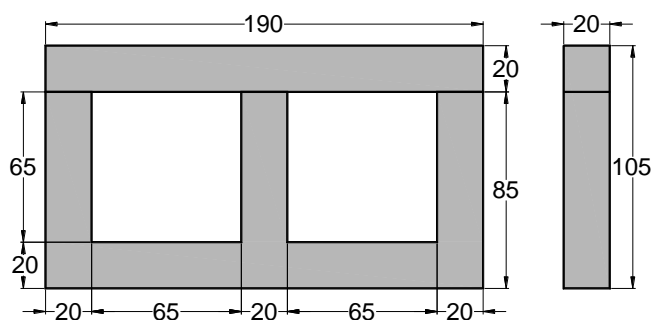


Figura 4.2: Alçados principal e lateral esquerdo do núcleo fechado utilizado nas simulações. As dimensões estão em milímetros.

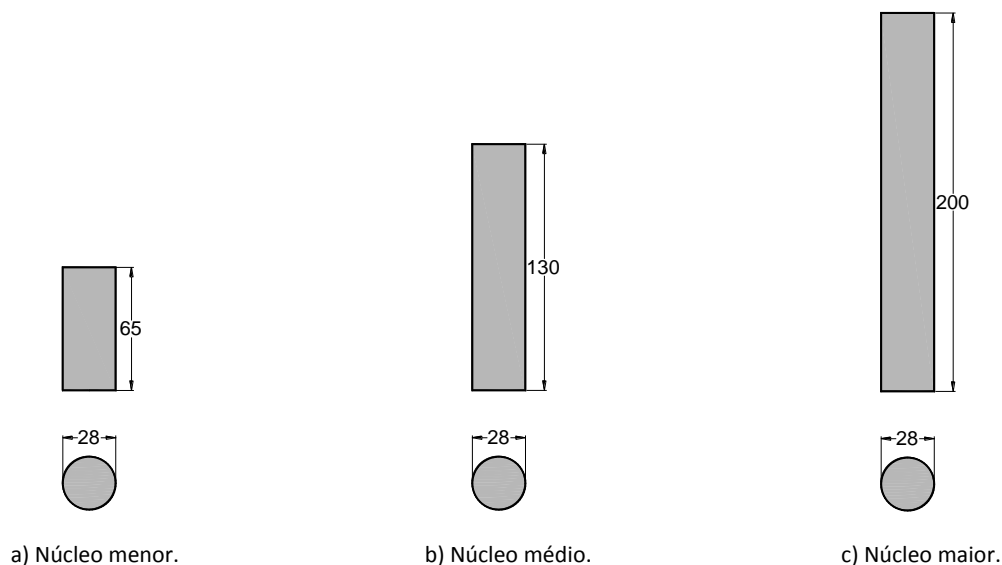
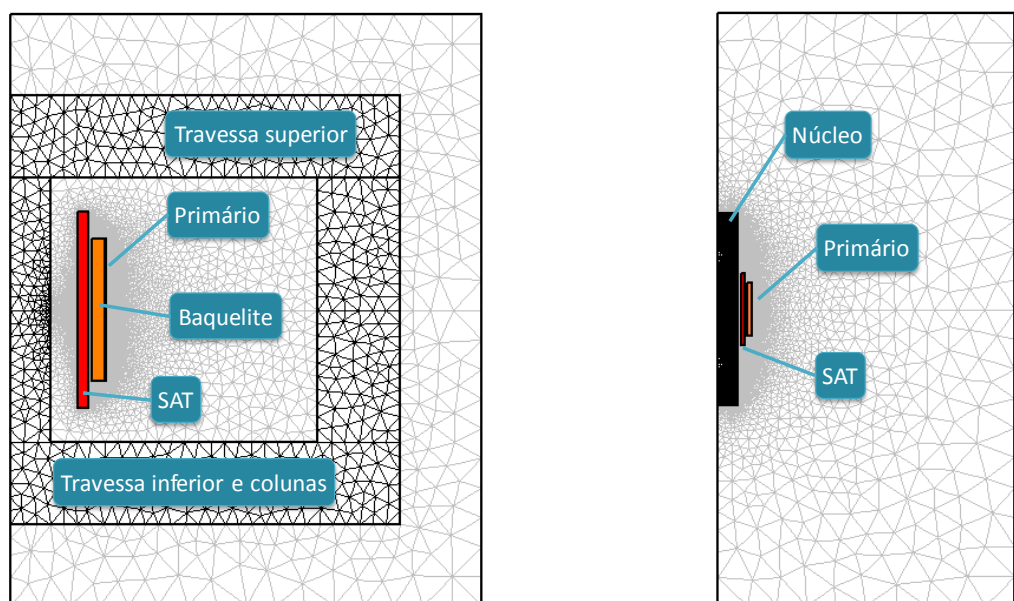


Figura 4.3: Alçados principais e plantas dos núcleos abertos utilizados nas simulações. As dimensões estão em milímetros.

Importa também referir as simetrias utilizadas nas simulações com o Flux2D, cuja explicação será mais facilmente exposta pela observação das geometrias utilizadas, representadas na Figura 4.4, para os núcleos fechado e aberto médio. No caso do núcleo fechado, foi usada uma simetria vertical relativamente ao eixo y , que passa pelo meio do dispositivo. Neste caso, a geometria tem profundidade de 20 mm, que corresponde à largura dos troços ferromagnéticos, implicando que tanto o primário como o supercondutor são modelizados como placas paralelas e não como cilindros. Embora influa nos resultados obtidos, seria muito complexa ou impraticável a aplicação de outra alternativa. Outra consequência, é que o fluxo ligado com o primário tem que ser multiplicado por dois, para se obter o valor real. O caso dos núcleos abertos já é mais simples, dado que o dispositivo consiste numa revolução em torno do eixo y . Assim, é utilizada uma simetria axissimétrica e o fluxo que o programa devolve já corresponde ao total.

Cilindro SAT (Bi-2223)	Valor	Primário	Valor
Temperatura crítica (K)	108	Número de espiras	350
Raio interno (mm)	16,5	Raio (mm)	23,0
Espessura (mm)	2,5	Altura (mm)	35,0
Altura (mm)	48,0		
Corrente crítica a 77 K (A)	360		
Expoente n	15		

Tabela 4.1: Parâmetros do limitador de corrente.



a) Núcleo fechado. A simetria corresponde a um rebatimento relativamente ao eixo vertical.

b) Núcleo aberto médio. A simetria corresponde a uma revolução em torno do eixo vertical. Note-se que, como há dispersão de fluxo, o domínio tem que ser mais alargado que o do núcleo fechado.

Figura 4.4: Geometria dos limitadores de corrente, com respectivas malhas de elementos finitos. Esta é muito mais fina nas zonas onde há maior variação da densidade de fluxo, nomeadamente entre o primário e o supercondutor. No caso dos núcleos abertos, privilegiou-se também uma maior resolução nos núcleos ferromagnéticos.

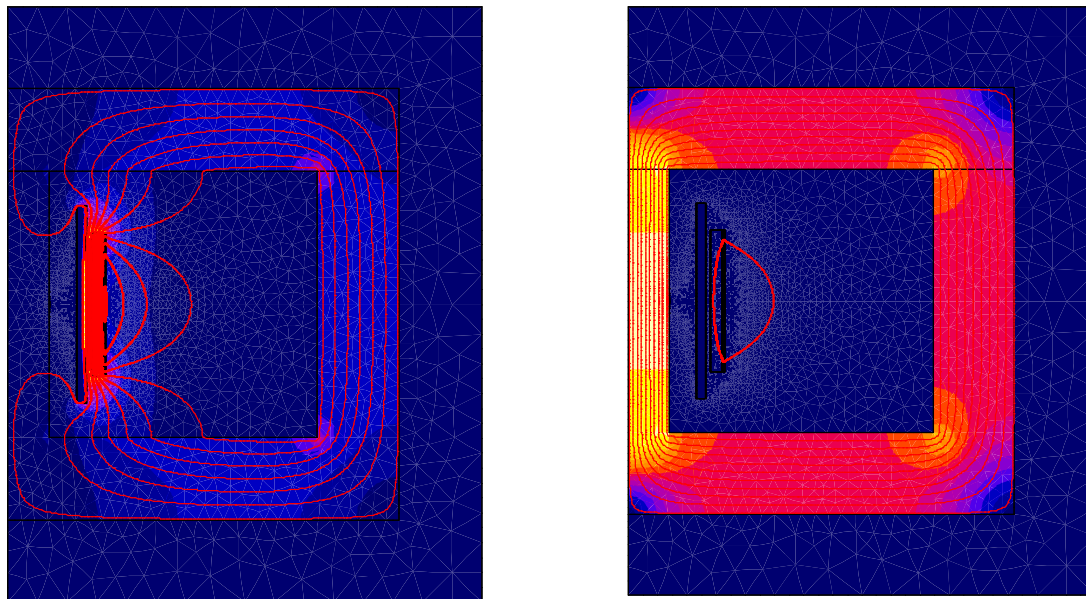
4.2.1.2 Resultados das Simulações

Para se ilustrar o princípio de funcionamento dos limitadores, já descrito na revisão bibliográfica, apresentam-se resultados das simulações, para o limitador fechado, na Figura 4.5, e para o limitador aberto médio, na Figura 4.6, ambos em condições normais de operação e sob falha. Nestas figuras

ilustra-se o comportamento das linhas de fluxo e da densidade de fluxo magnético. Outros resultados serão apresentados ao longo das próximas subsecções, conforme forem necessários para melhor ilustrar o processo de elaboração da metodologia proposta.

4.2.1.3 Comparação do Ciclo de Histerese do Limitador com o do Núcleo de Ferro

Dada a presença de um núcleo de material ferromagnético no limitador, e da consequente não linearidade introduzida, decidiu-se comparar a sua característica magnética com a do LCS sob falha, de modo a tentar relacioná-las, já que o primeiro tem naturalmente influência na forma do último.

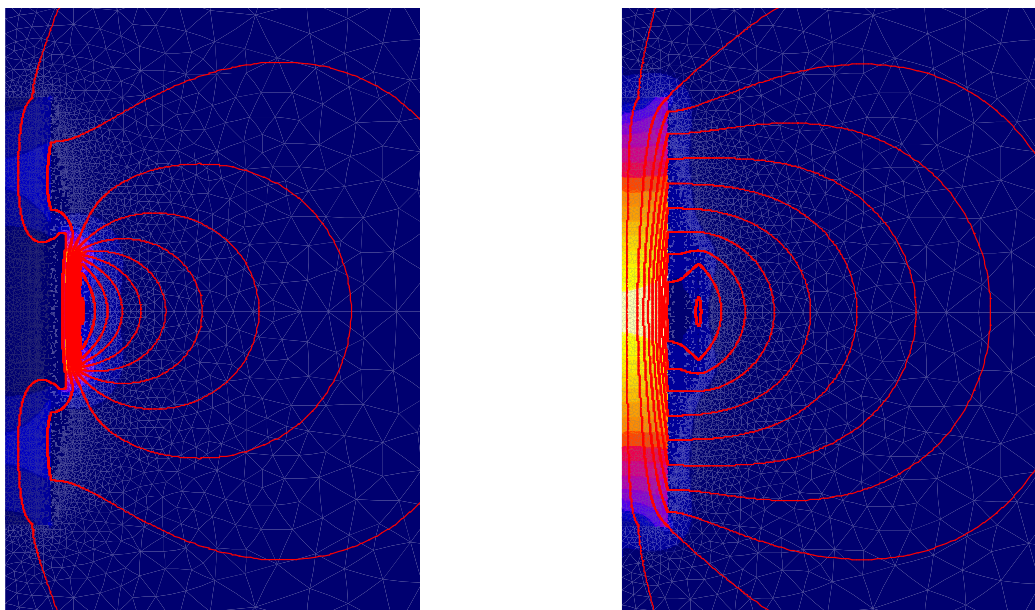


a) Operação em condições normais. O fluxo é muito mais denso entre o supercondutor e o primário que no ferro ou no ar.

b) Operação sob falha. O fluxo fica confinado ao núcleo ferromagnético, onde é amplificado, limitando a corrente do primário.

Figura 4.5: Operação do limitador de corrente com núcleo fechado. A gradação de cores representa o módulo da densidade de fluxo magnético, correspondendo as cores mais escuras a menor densidade e as mais claras a maior.

Na Figura 4.7 apresentam-se as características electromagnéticas dos diferentes núcleos, com o enrolamento primário inserido, e sem o cilindro supercondutor. Como é natural, quanto maior for o comprimento do núcleo, mais inclinada é a característica, designada ψ_0 , porque menor é a relutância magnética. Isto atinge o máximo com o núcleo fechado, em que a característica é quase vertical, comparativamente com as restantes, atingindo a saturação rapidamente.



a) Operação em condições normais. O fluxo é muito mais denso entre o supercondutor e o primário que no ferro ou no ar.

b) Operação sob falha. O fluxo fica concentrado no núcleo ferromagnético, onde é amplificado, limitando a corrente do primário.

Figura 4.6: Operação do limitador de corrente com núcleo aberto médio. A gradação de cores representa o módulo da densidade de fluxo magnético, correspondendo as cores mais escuras a menor densidade e as mais claras a maior. Note-se a dispersão de fluxo pelo ar, naturalmente muito maior que no caso do núcleo fechado.

Por outro lado, na Figura 4.8 ilustram-se as características electromagnéticas dos limitadores sob uma falha, ou seja, as excursões no plano $i\psi$. Tal como esperado, quanto mais inclinada for a característica do núcleo, também mais inclinada será a excursão. Isto leva, no caso dos núcleos abertos, a uma melhor limitação da corrente, tal como se observa na figura, ou seja, o primeiro pico de corrente, que é o mais elevado, será tanto menor quanto mais comprido for o núcleo aberto. No caso do núcleo fechado, há uma limitação conseguida à custa dos ramos verticais do ciclo de histerese, mas a saturação deste leva a que o primeiro pico seja menos limitado que com o núcleo aberto maior e fique ao nível do núcleo médio. Isto passa-se porque na saturação a curva é aproximadamente horizontal, isto é, a limitação é reduzida.

A comparação das respostas dos limitadores, representada na Figura 4.9, permite observar o atrás referido. Nessa figura mostra-se também a corrente prospectiva i_p , isto é, a corrente que surgiria na linha se não houvesse limitador.

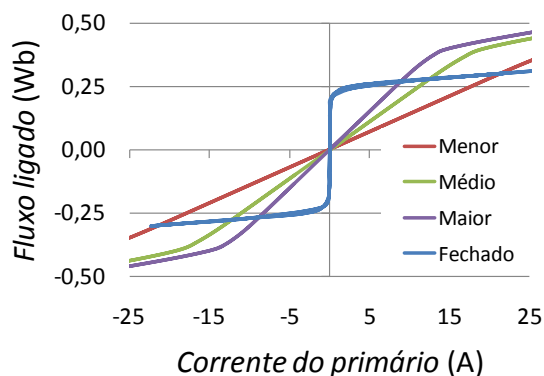


Figura 4.7: Gráfico comparativo das características electromagnéticas dos quatro núcleos, ou seja, do fluxo ligado com o primário em função da corrente que o atravessa.

No caso do núcleo fechado podem observar-se patamares na corrente limitada, o que corresponde aos ramos verticais do ciclo de histerese correspondente, ou, de forma equivalente, à inclinação acentuada da característica magnética do núcleo. Isto não é tão evidente nos outros limitadores, dado que as suas características são menos abruptas.

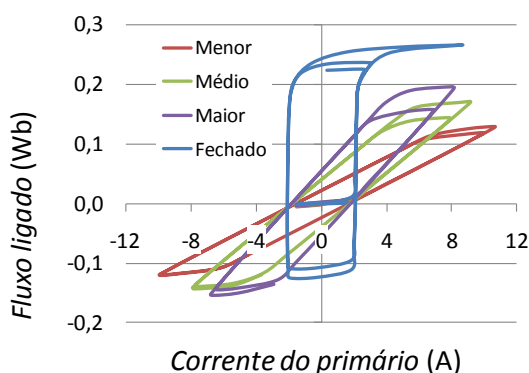
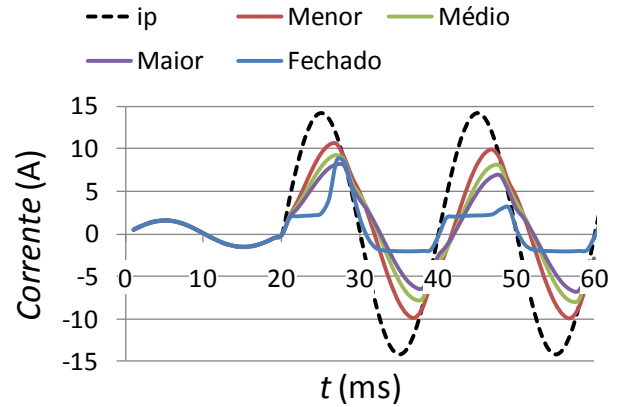


Figura 4.8: Gráfico comparativo da excursão no plano $i\psi$ relativa aos quatro núcleos sob uma falha em $t = 20$ ms.

Na sequência do referido anteriormente, importa referir um aspecto muito importante, que é o facto da excursão no plano $i\psi$, designada ψ_{LCS} , aquando da limitação, seguir um caminho paralelo ao ciclo do núcleo sem o cilindro supercondutor, nas partes em que há limitação efectiva, isto é, nas porções laterais de cada ciclo. Há assim uma relação directa entre a característica magnética do primário com o núcleo e o ciclo de histerese do limitador. Este aspecto é fundamental para a metodologia desenvolvida. Estas características, dos primários sem limitadores e dos limitadores sob falhas, estão sobrepostas na Figura 4.10, para o núcleo fechado, e na Figura 4.11 para os núcleos abertos.

Figura 4.9: Comparação das respostas dos limitadores com núcleos abertos e fechado, para um curto-circuito aplicado em $t = 20$ ms. É mostrada também a corrente prospectiva, i_p .



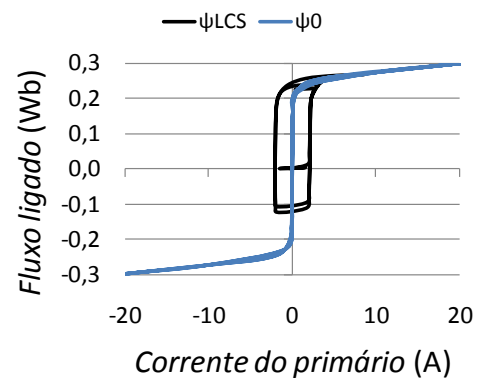
4.2.1 Determinação dos Parâmetros das Partes Constitutivas do Limitador

Nesta secção descrevem-se os parâmetros do SAT e do ferro que importa determinar, para construir o modelo em questão. O primeiro é a corrente de transporte máxima do cilindro, enquanto, relativamente ao ferro, o relevante é a sua característica magnética.

4.2.1.1 Corrente Máxima do Cilindro SAT

A característica chave do cilindro SAT é a sua máxima corrente sob acção de um campo externo, ao invés da corrente crítica, sendo que estas apresentam valores diferentes. Esta corrente pode ser determinada recorrendo a uma bobina de Rogowski. O valor da corrente máxima do supercondutor é designado por I_{SAT}^* .

Figura 4.10: Gráfico com a característica magnética do núcleo fechado, ψ_0 , e com a excursão no plano $i\psi$ do limitador implementado com esse núcleo, ψ_{LCS} .



4.2.1.2 Característica Magnética do Ferro com o Primário

A característica magnética do núcleo de ferro e respectivo primário, sem o supercondutor presente, isto é, a relação entre a corrente do primário, i_{linha} , e o fluxo ligado, ψ_0 , pode ser modelizado analiticamente. Em (Majoroš, Janšák, Sello, & Zannella, 1997) é proposta a expressão

$$\phi(i) = \frac{ai}{b + c|i|} \quad (4.1)$$

para modelizar a relação entre o fluxo magnético simples, ϕ , e a corrente, i . Contudo, esta expressão, representada na Figura 4.12 para valores genéricos, não caracteriza correctamente a relação pretendida, dado que o fluxo tende assintoticamente para $\pm a/c$.

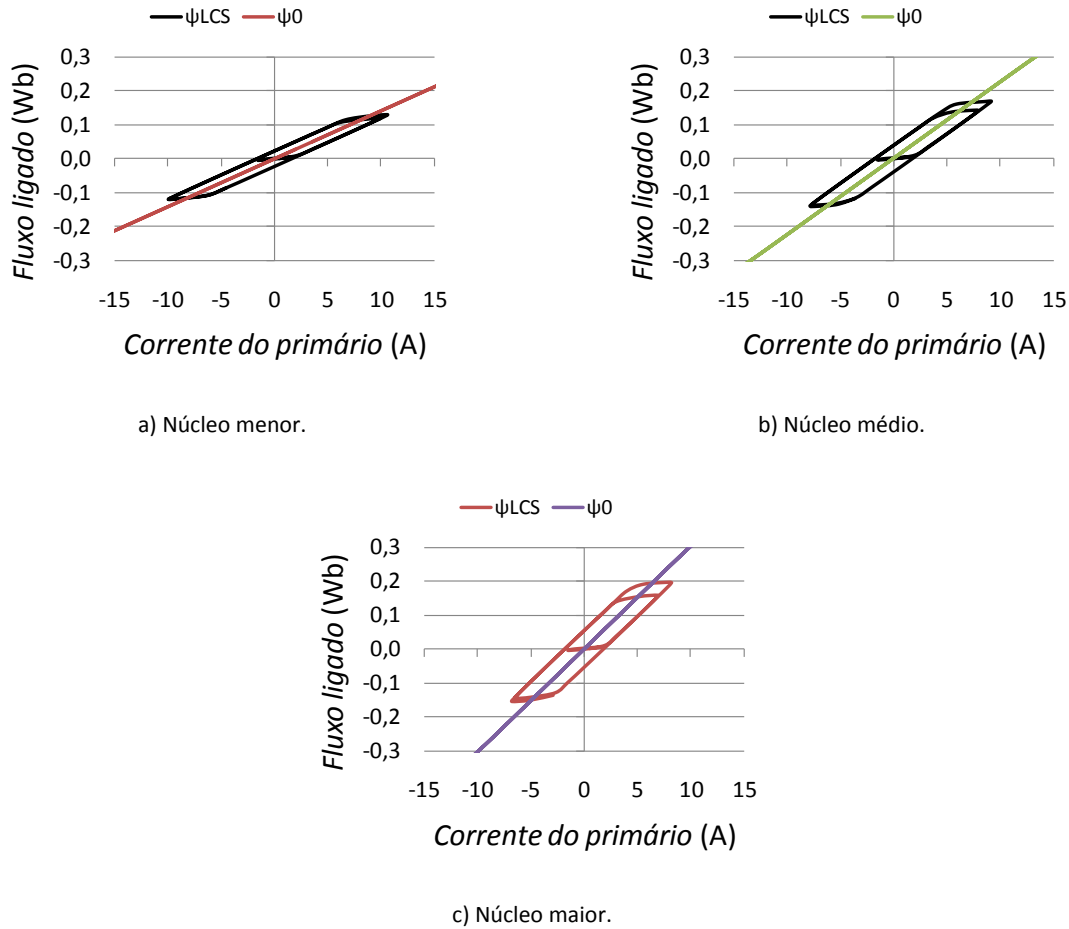


Figura 4.11: Gráficos com as características magnéticas dos núcleos abertos, ψ_0 , e com a excursão no plano $i\psi$ dos limitadores implementados com esses núcleos, ψ_{LCS} .

Ou seja, por mais que se aumente a corrente, o fluxo nunca ultrapassará este valor. Como isto difere da realidade, propõe-se uma alteração a (4.1), adicionando mais um termo para modelizar o crescimento linear da característica com um declive μ_0 . Esta expressão, que relaciona o fluxo ligado, ψ_0 , com a corrente de linha, i_{linha} , é

$$\psi_0(i_{linha}) = aNi_{linha} + \frac{bNi_{linha}}{c + dN|i_{linha}|} \quad (4.2)$$

onde N é o número de espiras do primário e os parâmetros a , b , c e d são determinados por ajuste a partir de dados experimentais ou simulados. Note-se que o parâmetro N poderia ter sido incluído nos restantes. As assíntotas da equação anterior são $aNi_{linha} + b/d$, isto é, crescem linearmente com a corrente. A equação anterior está representada na Figura 4.13. A determinação da característica do fluxo ligado necessita ter em consideração que o núcleo deve estar nas condições de temperatura em que o mesmo irá operar, já que estas podem diferir (Pronto, Ventim Neves, & Rodrigues, 2010).

Figura 4.12: Modelo matemático da característica do enrolamento primário com núcleo de ferro, de acordo com (4.1). A característica tende assintoticamente para valores constantes, representados a tracejado.

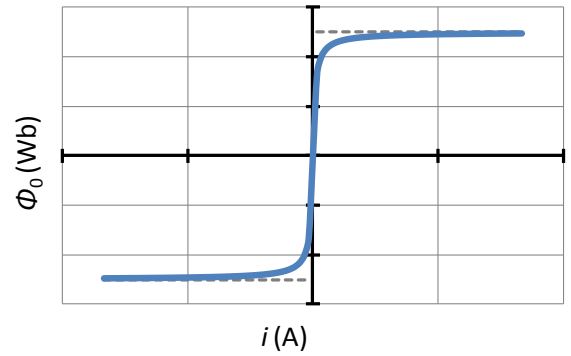
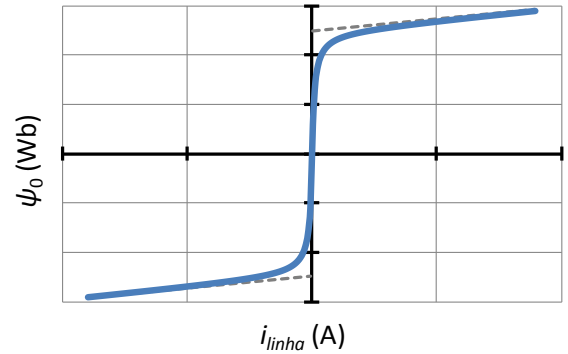


Figura 4.13: Modelo matemático da característica do enrolamento primário com núcleo de ferro, de acordo com o modelo proposto, dado por (4.2). A característica tende para um crescimento linear com a corrente, representado a tracejado, tal como se verifica na realidade.



4.2.2 Construção do Ciclo Máximo de Histerese do Limitador

O máximo ciclo de histerese do LCS, ψ_{LCS}^* , é construído com os dados referidos nas subsecções anteriores. Os ramos ascendente e descendente cruzam o eixo da corrente em $\pm I_{SAT}^*/N$, dado que esta é a máxima corrente de linha cuja densidade de fluxo o dispositivo consegue blindar, mesmo que já esteja no estado de escoamento de fluxo (*flux flow*). Os ramos são determinados utilizando uma função auxiliar, f , e a característica do ferro, tal como representado na Figura 4.14, por

$$\lambda_a(i_{linha}) = \psi_0(i_{linha} - f(i_{linha})) \quad (4.3)$$

$$\lambda_d(i_{linha}) = \psi_0(i_{linha} + f(i_{linha})) \quad (4.4)$$

onde λ_a e λ_d são, respectivamente, o ramo ascendente e descendente do ciclo máximo. A função auxiliar f está representada na Figura 4.15, tomando o valor zero em $\pm I_{cc}$, onde I_{cc} é a corrente de curto-circuito da rede, e o valor I_{SAT}^*/N em $i_{linha} = \pm I_{SAT}^*/N$. A função tem um andamento sinusoidal, sendo consequentemente definida por

$$f(i_{linha}) = \frac{I_{SAT}^*/N}{\cos\left(\frac{\pi I_{SAT}^*/N}{2 I_{cc}}\right)} \cdot \cos\left(\frac{\pi i_{linha}}{2 I_{cc}}\right) = A_f \cos(B_f \cdot i_{linha}) \quad (4.5)$$

com $A_f = \frac{I_{SAT}^*/N}{\cos\left(\frac{\pi I_{SAT}^*/N}{2 I_{cc}}\right)}$ e $B_f = \frac{\pi}{2 I_{cc}}$.

Note-se que tanto o ramo ascendente como o descendente se fundem em ψ_0 , caso a corrente saia fora do intervalo limitado por $\pm I_{cc}$, embora, se esta corrente estiver bem determinada, isso não aconteça. De qualquer forma, esta corrente pouca influência tem na forma do ciclo, dentro de certos limites, tal como se pode observar na Figura 4.16, em que se faz variar I_{cc} de 8 a 14 A_{ef}. Como se pode verificar, a forma do ciclo mantém-se praticamente inalterada. Nessa figura mostra-se apenas o primeiro quadrante, para melhor percepção das diferenças.

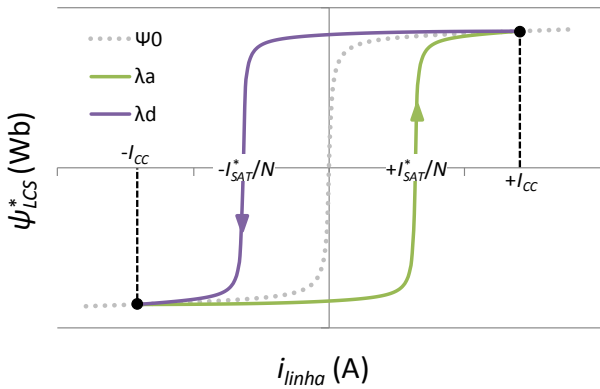


Figura 4.14: Modelo do ciclo de histerese máximo do limitador de corrente indutivo.

Figura 4.15: Função auxiliar f .

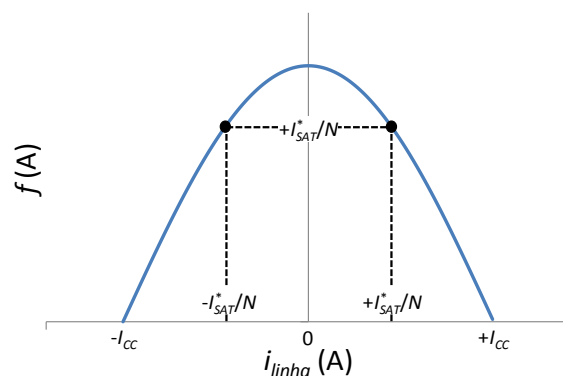
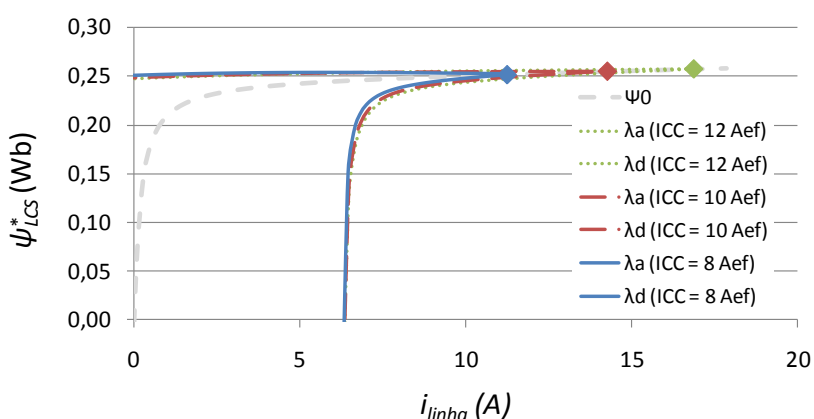


Figura 4.16: Variação da curva máxima de histerese, no primeiro quadrante, com a corrente de curto-circuito da linha.



4.3 Metodologia Desenvolvida para Simulação Dinâmica de um Circuito com o Limitador de Corrente

Após a construção do ciclo de histerese máximo do LCS, este pode ser utilizado para determinar o comportamento dinâmico da corrente de linha sob uma falha na rede. Para ilustrar de forma clara este propósito, considerou-se para testes um circuito monofásico, representado na Figura 4.17, constituído por uma fonte de tensão, u_{rede} , e um RLC série, formado pela resistência R_r , pela indutância L_r , e pela capacidade C_r , para modelizar a impedância de curto-circuito da rede. A carga é representada por uma impedância genérica, \bar{Z}_c , sofrendo um curto-circuito num instante $t = t_{cc}$.

4.3.1 Equações Dinâmicas do Circuito com o Limitador

Para aplicar o algoritmo exposto de seguida, é necessário simular o circuito da Figura 4.17. Em primeiro lugar, há que determinar as equações dinâmicas que regem o circuito, posto o qual será necessário eleger um método para resolver essas equações.

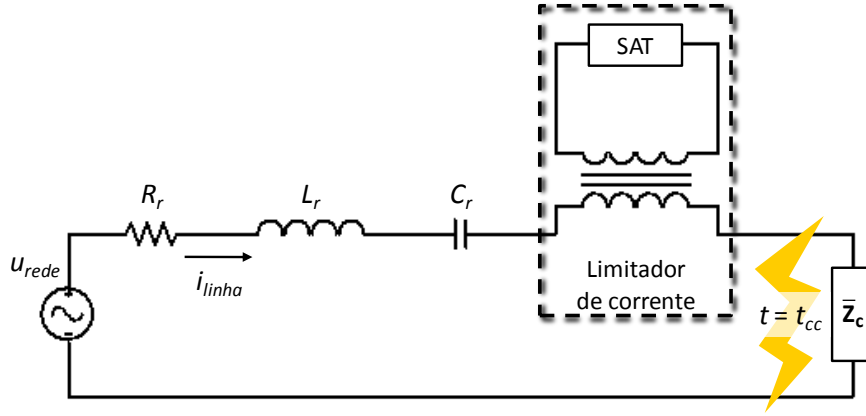


Figura 4.17: Circuito eléctrico utilizado para determinar o comportamento dinâmico do limitador sob uma falha que ocorre num instante genérico $t = t_{cc}$.

Após o curto-circuito fase-terra, a tensão na carga é nula e a resposta do circuito é descrita por

$$u_{rede}(t) = R_r i_{linha} + L_r \frac{di_{linha}}{dt} + \frac{1}{C_r} \int_{-\infty}^t i_{linha}(\vartheta) d\vartheta + \frac{d\psi_{LCS}}{dt} \quad (4.6)$$

ou, manipulando $d\psi_{LCS}/dt$ e substituindo o integral da corrente pela carga do condensador, já que $i_{linha} = dq_{C_r}/dt$, onde q_{C_r} representa a carga eléctrica armazenada em C_r , resulta

$$u_{rede} = R_r i_{linha} + L_r \frac{di_{linha}}{dt} + \frac{q_{C_r}}{C_r} + \frac{d\psi_{LCS}}{di_{linha}} \frac{di_{linha}}{dt} \quad (4.7)$$

Derivando esta equação em ordem ao tempo, eliminando os índices das grandezas, e representando as derivadas temporais por um apóstrofo, fica

$$\begin{cases} q' = i \\ i' = \frac{1}{L + \frac{d\psi}{di}} \left(u - Ri - \frac{q}{C} \right) = \zeta \left(q, i, u, \frac{d\psi}{di} \right) \end{cases} \quad (4.8)$$

4.3.2 Método de Euler Melhorado

Para resolver o conjunto de equações (4.8), pode aplicar-se o método de Euler, descrito na subsecção 3.6.1.2. Desta forma, o resultado da discretização do problema, para o instante $t = (k + 1)\Delta t, k = 0, 1, \dots$, resulta em

$$\begin{cases} q_{k+1} \approx q_k + q'_k \Delta t = q_k + i_k \Delta t \\ i_{k+1} \approx i_k + i'_k \Delta t = i_k + \zeta \left(q_k, i_k, u_k, \frac{d\psi}{di} \Big|_{i_k} \right) \Delta t \end{cases} \quad (4.9)$$

Neste caso, decidiu-se utilizar o método de Euler melhorado (Bird, 2006), que se baseia na observação de que a aproximação das derivadas q'_k e i'_k é mais correcta no instante intermédio $(k + \frac{1}{2})\Delta t$ do que em $k\Delta t$. Exemplificando com a carga do condensador, então ter-se-ia para a respectiva equação

$$q_{k+1} \approx q_k + q'_{k+\frac{1}{2}} \Delta t \quad (4.10)$$

sendo a derivada em $k + \frac{1}{2}$ aproximada por

$$q'_{k+\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{2}(q'_{k+1} + q'_k) \quad (4.11)$$

isto é

$$q_{k+1} \approx q_k + \frac{\Delta t}{2}(q'_{k+1} + q'_k) \quad (4.12)$$

O problema desta última equação é o facto de, para o conhecimento de q_{k+1} , ser necessário determinar $q'_{k+1} = i_{k+1}$, sendo esta corrente o próprio valor que se pretende conhecer. Para tal, o método de Euler melhorado parte de uma estimativa “grosseira” de q_{k+1} , através de (4.9), utilizando então esta estimativa em (4.8) para obter a derivada requerida, ou seja, a estimativa “fina”. O algoritmo que descreve a aplicação deste método é então o seguinte:

1. Determinar as condições iniciais:

$$i_0, q_0, i'_0 = \zeta \left(q_0, i_0, u_0, \frac{d\psi}{di} \Big|_{i_0} \right).$$

2. Determinar aproximações “grosseiras” da carga e corrente:

$$\begin{cases} \tilde{q}_{k+1} \approx q_k + q'_k \Delta t = q_k + i_k \Delta t \\ \tilde{i}_{k+1} \approx i_k + i'_k \Delta t = i_k + \zeta \left(q_k, i_k, u_k, \frac{d\psi}{di} \Big|_{i_k} \right) \Delta t \end{cases} \quad (4.13)$$

3. Determinar aproximações “finas”:

$$\begin{cases} q_{k+1} \approx q_k + \frac{\Delta t}{2} (\tilde{q}'_{k+1} + q'_k) = q_k + \frac{\Delta t}{2} (\tilde{i}_{k+1} + i_k) \\ i_{k+1} \approx i_k + \frac{\Delta t}{2} (\tilde{i}'_{k+1} + i'_k) = \\ = i_k + \frac{\Delta t}{2} \left[\zeta \left(\tilde{q}_{k+1}, \tilde{i}_{k+1}, u_{k+1}, \frac{d\psi}{di} \Big|_{\tilde{i}_{k+1}} \right) + \zeta \left(q_k, i_k, u_k, \frac{d\psi}{di} \Big|_{i_k} \right) \right] \end{cases} \quad (4.14)$$

As equações (4.13) e (4.14) mostram que os valores das variáveis na iteração $k + 1$ dependem naturalmente do valor na iteração anterior, mas também da excursão no plano $i\psi$.

4.3.3 Determinação da Excursão no Plano $i\psi$

De modo a determinar o percurso da corrente de linha e do fluxo ligado no plano $i\psi$, ou, de forma equivalente, a derivada $d\psi/di$ numa dada iteração, propõe-se um algoritmo simples. Para tal, assume-se que se o ponto de operação estiver no interior do ciclo máximo, mas fora dos ramos ascendente ou descendente, então segue-se um caminho horizontal até se atingir um dos ditos ramos, consoante a corrente esteja a aumentar ou diminuir. Isto significa que a limitação só se faz nestes ramos (a parte de maior declive) e que a indutância do limitador é desprezada fora destes. Após se atingir um ramo, o caminho prossegue segundo o mesmo. Isto pode ser enunciado, para a situação de curto-circuito, como:

1. Se $i_k > i_{k-1}$ (a corrente está a aumentar) e $\psi(i_k) > \lambda_a(i_k)$ (o ponto de operação está fora do ramo ascendente), então a corrente é só limitada pela impedância da linha:

$$\begin{cases} \psi_{k+1} = \psi_k \\ i_{k+1} = i_k + \frac{\Delta t}{2} [\zeta(\tilde{q}_{k+1}, \tilde{i}_{k+1}, u_{k+1}, 0) + \zeta(q_k, i_k, u_k, 0)] \end{cases} \quad (4.15)$$

- 1.1. Verificar se a corrente calculada não saiu fora do ciclo, altura em que será limitada, isto é, se $\psi_{k+1} < \lambda_a(i_{k+1})$. Se tiver saído, determinar o ponto de intersecção com o ramo ascendente, isto é, $i_{k+1}: \psi_k = \lambda_a(i)$, e fazer $\psi_{k+1} = \lambda_a(i_{k+1})$.
- 1.2. Fazer $k = k + 1$ e recomeçar.

2. Se $i_k > i_{k-1}$ e $\psi(i_k) = \lambda_a(i_k)$ (o ponto de operação está sobre o ramo ascendente), então:

$$\begin{cases} i_{k+1} = i_k + \frac{\Delta t}{2} \left[\zeta \left(\tilde{q}_{k+1}, \tilde{i}_{k+1}, u_{k+1}, \frac{d\lambda_a}{di} \Big|_{\tilde{i}_{k+1}} \right) + \zeta \left(q_k, i_k, u_k, \frac{d\lambda_a}{di} \Big|_{i_k} \right) \right] \\ \psi_{k+1} = \lambda_a(i_{k+1}) \end{cases} \quad (4.16)$$

- 2.1. Fazer $k = k + 1$ e recomeçar.

3. Se $i_k < i_{k-1}$ (a corrente está a diminuir) e $\psi(i_k) < \lambda_d(i_k)$ (o ponto de operação está fora do ramo descendente), então a corrente é só limitada pela impedância da linha, como em (4.15).

3.1. Verificar se a corrente calculada não saiu fora do ciclo, altura em que será limitada, isto é, se $\psi_{k+1} > \lambda_d(i_{k+1})$. Se tiver saído, determinar o ponto de intersecção com o ramo descendente, isto é, $i_{k+1}: \psi_k = \lambda_d(i)$, e fazer $\psi_{k+1} = \lambda_d(i_{k+1})$.

3.2. Fazer $k = k + 1$ e recomeçar.

4. Se $i_k < i_{k-1}$ e $\psi(i_k) = \lambda_d(i_k)$ (o ponto de operação está sobre o ramo descendente), então:

$$\begin{cases} i_{k+1} = i_k + \frac{\Delta t}{2} \left[\zeta \left(\tilde{q}_{k+1}, \tilde{i}_{k+1}, u_{k+1}, \frac{d\lambda_d}{di} \Big|_{\tilde{i}_{k+1}} \right) + \zeta \left(q_k, i_k, u_k, \frac{d\lambda_d}{di} \Big|_{i_k} \right) \right] \\ \psi_{k+1} = \lambda_d(i_{k+1}) \end{cases} \quad (4.17)$$

4.1. Fazer $k = k + 1$ e recomeçar.

Em suma, é necessário calcular $d\lambda_a/di$ e $d\lambda_d/di$. Estas derivadas podem ser determinadas analiticamente a partir de (4.2), (4.3), (4.4) e (4.5), resultando em

$$\frac{d\lambda_a}{di} = aN \left(1 - \frac{df}{di} \right) + \frac{bcN \left(1 - \frac{df}{di} \right)}{(c + dN|i - f(i)|)^2} \quad (4.18)$$

$$\frac{d\lambda_d}{di} = aN \left(1 + \frac{df}{di} \right) + \frac{bcN \left(1 + \frac{df}{di} \right)}{(c + dN|i + f(i)|)^2} \quad (4.19)$$

com

$$\frac{df}{di} = -A_f B_f \sin(B_f i) \quad (4.20)$$

Refira-se, por último, que para a simulação de redes com impedância de curto-circuito meramente resistiva, foi utilizado apenas o método de Euler, dado estar-se em presença de equações diferenciais de primeiro grau. Neste caso, a equação dinâmica do circuito em falha é

$$i' = \frac{1}{\frac{d\psi}{di}} (u - Ri) \quad (4.21)$$

e a equação para a corrente na iteração $k + 1$ vem dada por

$$i_{k+1} = i_k + \frac{1}{\left. \frac{d\psi}{di} \right|_{i_k}} (u_k - R i_k). \quad (4.22)$$

4.4 Simulação de Limitadores de Corrente por Elementos Finitos

Para se validar a metodologia proposta, realizaram-se várias simulações com o Flux2D, de que aqui se darão alguns exemplos, comparando os resultados alcançados com os obtidos por aplicação da referida metodologia. Apresentam-se simulações mais detalhadas com um limitador de núcleo fechado, e posteriormente, com limitadores de núcleos abertos. A impedância da rede é modelizada por parâmetros concentrados. Inicialmente esta impedância é constituída apenas pela resistência R_r , e, posteriormente, por um RLC série. O limitador ensaiado é composto por um núcleo fechado, anteriormente representado na Figura 4.2, e cujos parâmetros se encontram referidos na Tabela 4.1.

4.4.1 Impedância da Rede Constituída por uma Resistência, Limitador de Núcleo Fechado

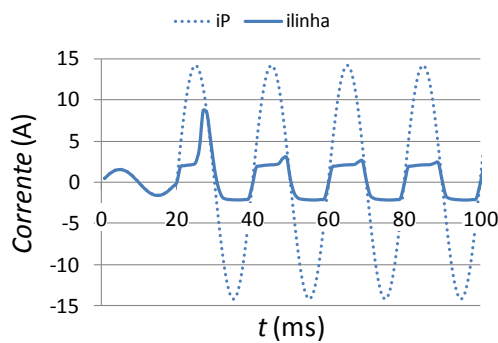
Nestas simulações estabeleceu-se um passo temporal de 1 ms, tendo sido o tempo de computação, em cada caso, superior a dez horas. Considerou-se $u_{rede}(t) = \sqrt{2} \cdot 50 \sin(100\pi t)$ V e $R_r = 5 \Omega$. É utilizado o limitador de núcleo fechado considerado anteriormente.

4.4.1.1 Aplicação de um Curto-Circuito numa Passagem por Zero da Corrente

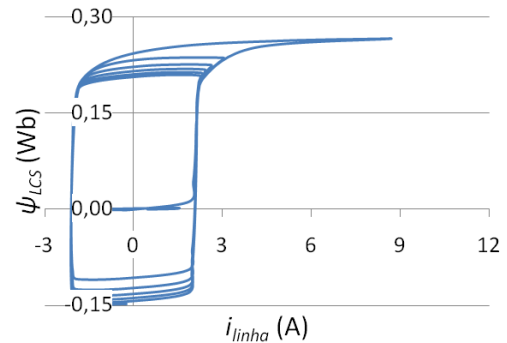
Aplicou-se inicialmente um curto-circuito em $t = 20$ ms. No gráfico da Figura 4.18.a) pode observar-se a evolução da corrente da linha, e a comparação desta com a corrente prospectiva, i_p . A amplitude desta é dada por $I_p = \sqrt{2} \cdot \frac{50}{5} = 14,14$ A. No gráfico da Figura 4.18.b) ilustra-se a excursão no plano $i\psi$. Verifica-se um primeiro pico de maior amplitude, seguido de alternâncias da corrente entre dois patamares, correspondentes aos percursos verticais do ciclo de histerese.

4.4.1.2 Aplicação de um Curto-Circuito num Instante de Corrente não Nula

Posteriormente, aplicou-se um curto-circuito em $t = 33$ ms, de modo a avaliar o desempenho do limitador para uma falha que não ocorresse numa passagem da corrente por zero. Os resultados da simulação estão ilustrados na Figura 4.19. Neste caso particular, a amplitude do primeiro pico é menor que no caso anterior, mas depois a corrente tende para a mesma alternância entre os dois patamares.

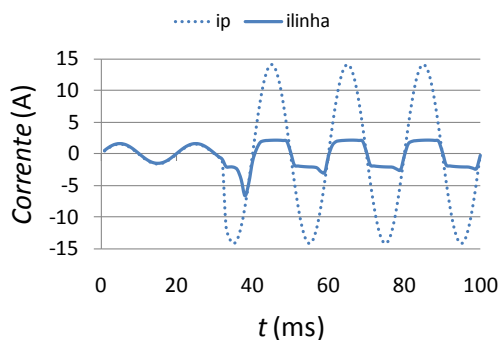


a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito. A corrente prospectiva, i_p , também é mostrada.

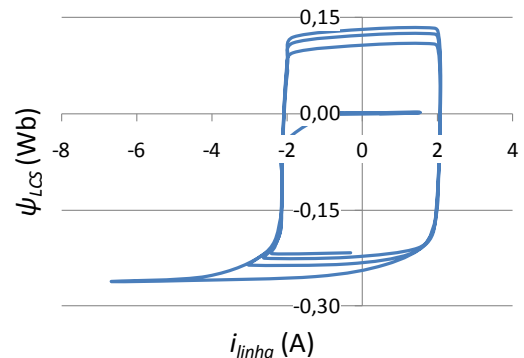


b) Excursão no plano $i\psi$.

Figura 4.18: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva e uma falha em $t = 20$ ms.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito. A corrente prospectiva, i_p , também é mostrada.



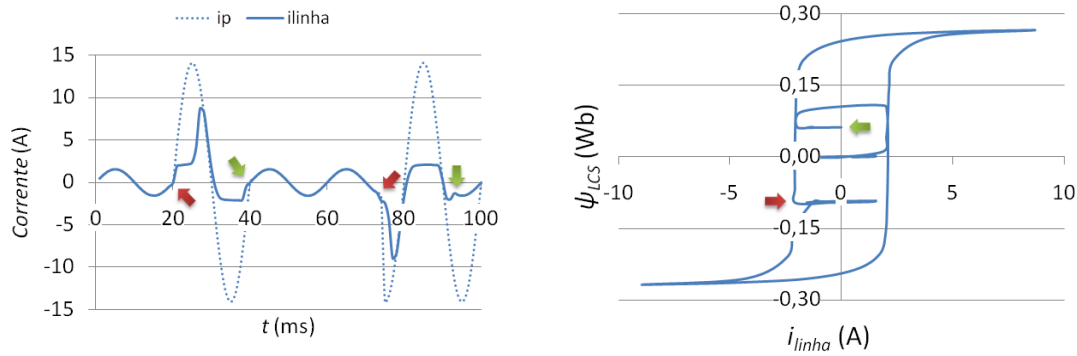
b) Excursão no plano $i\psi$.

Figura 4.19: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva e uma falha em $t = 33$ ms.

4.4.1.3 Aplicação de Falhas Consecutivas

Finalmente, consideram-se duas falhas de 19 ms, a primeira aplicada em $t = 20$ ms, e portanto suprimida em $t = 49$ ms, que volta a surgir em $t = 74$ ms, sendo consequentemente removida em $t = 93$ ms. Os resultados desta simulação estão representados na Figura 4.20. Isto permite avaliar o desempenho do limitador em falhas consecutivas, sendo que neste caso se admite que a recuperação do mesmo é imediata. Nesta figura é claro que o limitador após as falhas fica magnetizado, tal como acontecia anteriormente, o que é ilustrado pelo fluxo remanescente que permanece no material. O ponto de funcionamento passa, em cada caso, a corresponder a um

patamar aproximadamente horizontal no interior do ciclo. Este facto pode ser contraproducente caso o patamar esteja perto dos ramos do ciclo. Nesse caso, haverá uma limitação indesejada da corrente.



- a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito. A corrente prospectiva, i_p , também é mostrada. As setas vermelhas assinalam o estabelecimento de um curto-circuito e as verdes a sua remoção.
- b) Excursão no plano $i\psi$. A seta vermelha assinala o fluxo remanescente após a remoção do primeiro curto-circuito, e a verde o fluxo do segundo.

Figura 4.20: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva e duas falhas de 19 ms, uma aplicada em $t = 20$ ms, seguida de outra falha em $t = 74$ ms.

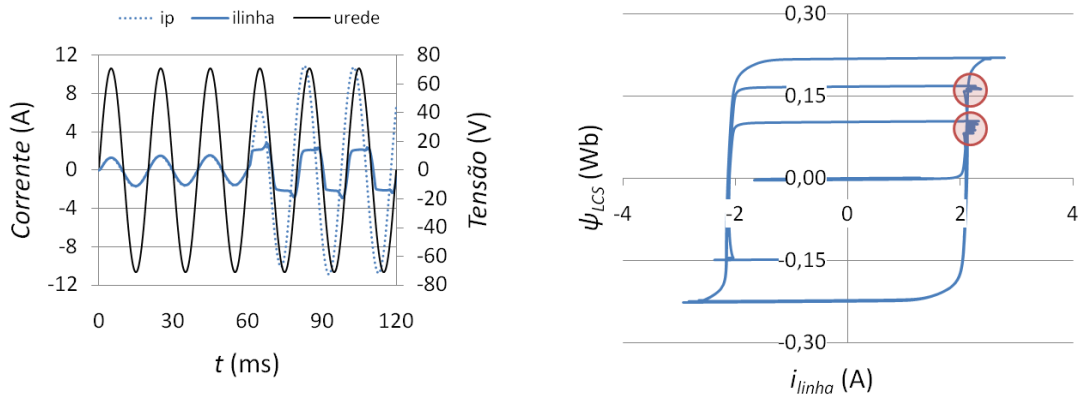
4.4.1 Impedância da Rede Constituída por um RLC Série, com um Limitador de Núcleo Fechado

É também importante verificar o desempenho do modelo para redes de impedância de curto-circuito genérica, com capacidade e indutância, neste caso, passíveis de serem modelizadas por um RLC série. Para tal, realizaram-se simulações por elementos finitos, sendo a impedância da rede constituída pelos elementos $R_r = 5 \Omega$, $L_r = 20$ mH e $C_r = 0,3$ mF. Sendo utilizada a mesma fonte de tensão, isto configura uma amplitude da corrente de curto-circuito de

$$I_p = \sqrt{2} \cdot \frac{50}{\sqrt{5^2 + \left(100\pi \cdot 20 \times 10^{-3} - \frac{1}{100\pi \cdot 0,3 \times 10^{-3}}\right)^2}} = 10,69 \text{ A.}$$

O curto-circuito é aplicado em $t = 61$ ms, encontrando-se na Figura 4.21 os resultados da simulação. Pode verificar-se a partir dessa figura que o circuito tem um carácter capacitivo antes do curto-circuito (a sua reactância é de $-j4,327 \Omega$), passando a praticamente resistivo após o mesmo, devido à influência do limitador. Na Figura 4.21.b) assinalam-se zonas em que o Flux2D apresentou oscilações na resposta. Esta dificuldade em convergir verifica-se amiúde para passos de simulação

inferiores a 1 ms, como o da presente simulação, de 0,5 ms, que foi necessário para os resultados serem mais correctos. Isto configura uma limitação adicional do Flux2D, dando maior relevo à importância dos algoritmos desenvolvidos. Apesar de tudo, estas oscilações não alteraram os resultados de uma forma global.



- a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito. A corrente prospectiva, i_p , também é mostrada, assim como a tensão da rede, u_{rede} .
- b) Excursão no plano $i\psi$. Assinalam-se as zonas em que o Flux2D apresentou falhas na convergência dos resultados.

Figura 4.21: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede formada por um RLC série e uma falha em $t = 61$ ms.

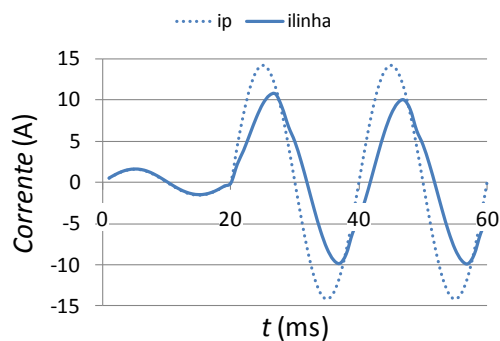
A referida redução do passo temporal, de 1 para 0,5 ms, implicou tempos de computação superiores a três dias, para um horizonte de 120 ms.

4.4.2 Impedância da Rede Constituída por uma Resistência, com Limitadores de Núcleo Aberto

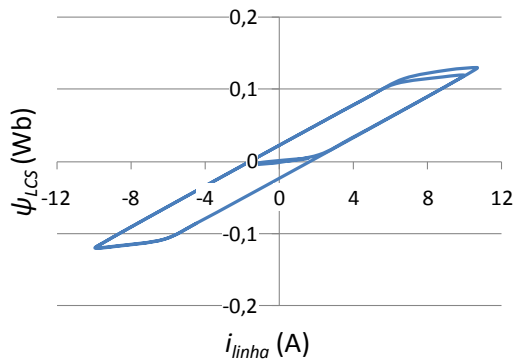
Resumem-se aqui apenas alguns resultados de simulação com os limitadores de núcleo aberto referido anteriormente, nomeadamente com os comprimentos menor, médio e maior. Apresentam-se apenas os resultados para curto-circuitos aplicados em passagens por zero da corrente, em $t = 20$ ms. Os parâmetros da rede são idênticos aos casos anteriores.

4.4.2.1 Simulação do Núcleo de Comprimento Menor

Na Figura 4.22 pode observar-se a resposta do limitador de núcleo menor à falha. Note-se que agora, tal como nos restantes núcleos abertos, a corrente já não alterna entre dois patamares, porque o ciclo seguido não tem declive suficientemente abrupto. É também evidente agora a introdução de uma componente indutiva, coisa que não acontecia anteriormente, em que a resposta, com rede idêntica, tinha carácter resistivo. Isto deve-se à inclinação do ciclo seguido.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito. A corrente prospectiva, i_p , também é mostrada.

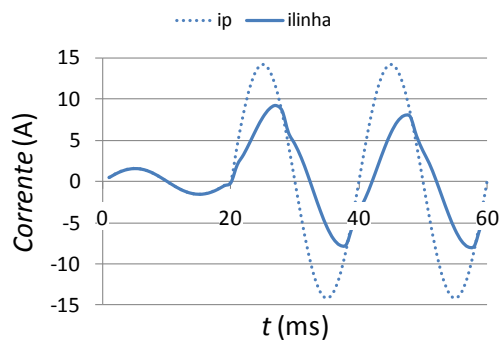


b) Excursão no plano $i\psi$.

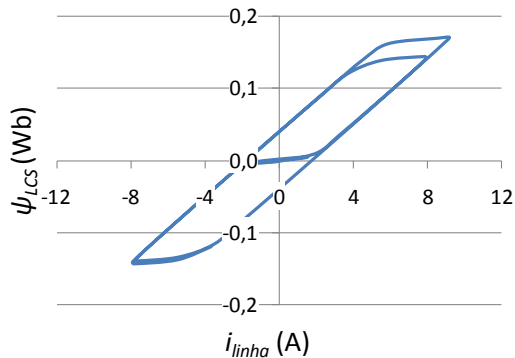
Figura 4.22: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t = 20$ ms, e um limitador com o núcleo aberto de menor comprimento.

4.4.2.2 Simulação do Núcleo de Comprimento Médio

Apresenta-se na Figura 4.23 a resposta do limitador de comprimento médio ao curto-circuito. Note-se que neste caso a corrente sofre uma maior limitação, comparativamente com o caso anterior, dado que o núcleo apresenta menor relutância magnética, em virtude do seu maior comprimento.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito. A corrente prospectiva, i_p , também é mostrada.

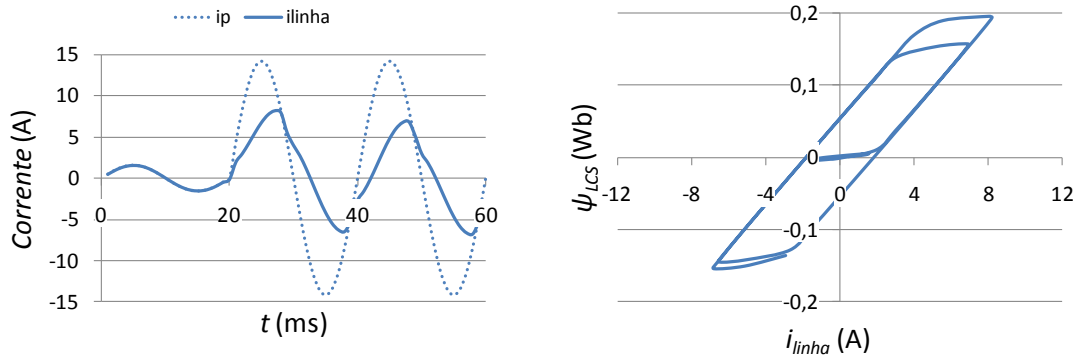


b) Excursão no plano $i\psi$.

Figura 4.23: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t = 20$ ms, e um limitador com o núcleo aberto de comprimento médio.

4.4.2.3 Simulação do Núcleo de Comprimento Maior

Finalmente, na Figura 4.24, ilustra-se a resposta do limitador com núcleo de comprimento maior. Naturalmente, neste caso, a corrente é ainda mais limitada, visto o ciclo de histerese ter um maior declive, consequência da menor relutância.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito. A corrente prospectiva, i_p , também é mostrada.

b) Excursão no plano $i\psi$.

Figura 4.24: Resultados da simulação, com o Flux2D, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t = 20$ ms, e um limitador com o núcleo aberto de menor comprimento.

4.5 Simulação de Limitadores de Corrente pela Metodologia Proposta

Tal como referido, pretende-se agora aplicar a metodologia proposta aos limitadores da secção anterior, e assim validar a mesma. Recorde-se que o primeiro passo da metodologia consiste na medição da corrente máxima que o cilindro supercondutor consegue transportar, sob acção de um campo externo, e da aferição das características do primário com o núcleo de ferro. Posteriormente, são repetidas as simulações anteriores, agora com a presente metodologia.

4.5.1 Determinação da Máxima Corrente do Cilindro Supercondutor

Efectuou-se uma simulação no Flux2D substituindo o ferro por ar, e alimentando a bobina com uma tensão sinusoidal, que permitisse uma corrente suficientemente elevada até se atingir o máximo de corrente no cilindro. Neste caso, a amplitude da corrente do primário é de 120 A, o que resulta numa força magnetomotriz de cerca de 42 kA·e (tem-se $N = 350$). Os resultados estão ilustrados na Figura 4.25, sendo que o patamar da corrente no SAT se estabelece em $I_{SAT}^* = 694$ A, valor superior a cerca do dobro da corrente crítica (360 A). É importante que este valor seja bem determinado, dado que a limitação se inicia, na prática, em $\pm I_{SAT}^*/N$, ou seja é entre estes valores que a corrente limitada alternará, tal como se verificava nas simulações por elementos finitos.

4.5.2 Determinação da Característica do Enrolamento do Primário com o Núcleo de Ferro

A característica do primário foi obtida utilizando um aço magnético da biblioteca de materiais do Flux2D, de referência FLU_M27035A. Esta característica está representada na Figura 4.26 para o caso do núcleo fechado, tendo sido obtida injectando corrente no primário (o mesmo que constitui o limitador) e medindo o fluxo ligado, na ausência do supercondutor. Através da ferramenta `cftool` do Matlab, foram obtidos os seguintes parâmetros de (4.2), para o núcleo fechado, que servirá como exemplo:

$$a = 7,3421 \times 10^{-6}; b = 6,2343; c = 457,8311; d = 25,1627$$

Os núcleos abertos obrigam a uma abordagem relativamente diferente, exposta mais à frente.

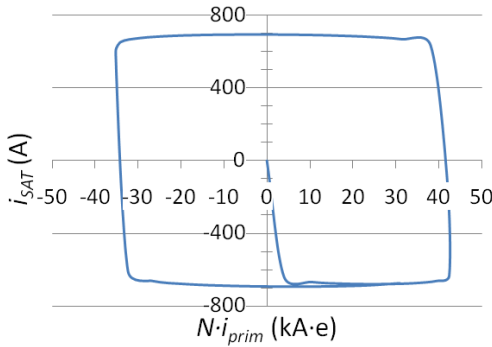


Figura 4.25: Determinação da corrente máxima no supercondutor. A corrente no cilindro, i_{SAT} , surge por reacção à densidade de fluxo produzida pela corrente no primário, i_{prim} . A corrente máxima estabelece-se em cerca de 694 A.

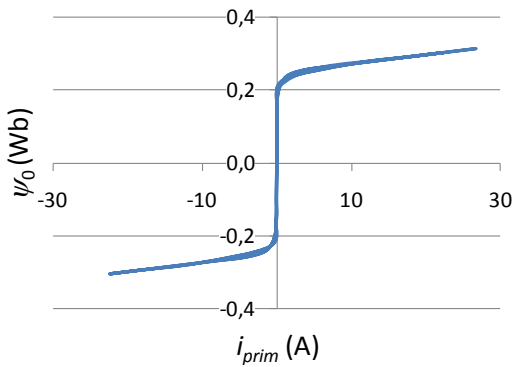


Figura 4.26: Característica do enrolamento primário com o núcleo fechado presente. A característica representa o fluxo ligado, ψ_0 , em função da corrente que o origina, i_{prim} .

4.5.2.1 Construção do Ciclo de Histerese Máximo do Limitador de Corrente

Através da metodologia proposta anteriormente, é possível agora construir o ciclo de histerese máximo do limitador fechado, estando este representado na Figura 4.27. Este ciclo, será utilizado, como referido, para avaliar o desempenho do limitador numa rede. Neste caso tem-se $I_{SAT}^*/N =$

1,98 A e, considerando a rede do exemplo anterior, $I_{cc} = 14,14$ A. Este último valor, como já se ilustrou, não é preponderante.

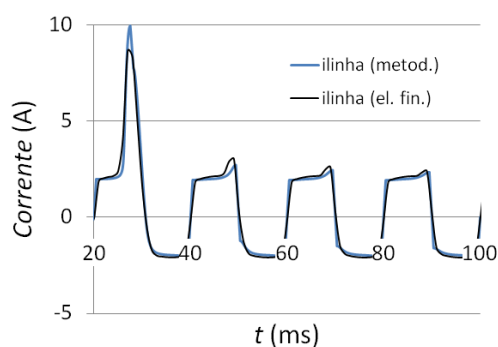
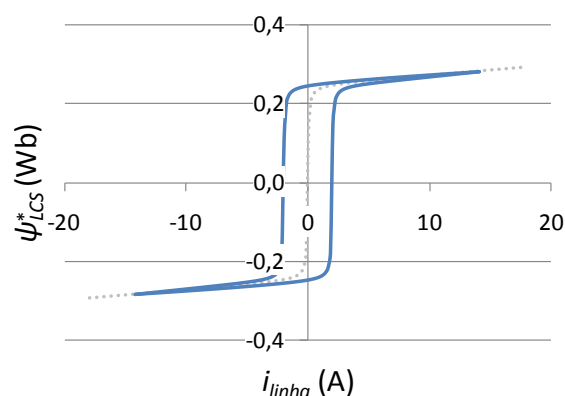
4.5.2.2 Avaliação do Comportamento Dinâmico do Limitador Fechado

Nesta subsecção, replicam-se as simulações realizadas anteriormente por elementos finitos para o limitador de núcleo fechado. As simulações de seguida apresentadas foram realizadas em Matlab.

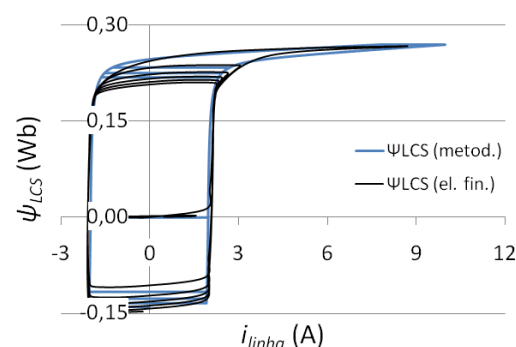
Impedância da rede constituída por uma resistência

No caso da rede com impedância de curto-circuito $R_r = 5 \Omega$ e com $t_{cc} = 20$ ms, podem-se observar na Figura 4.28 os resultados da simulação. Podem-se também comparar estes com os obtidos por elementos finitos, sendo patente a concordância entre ambos.

Figura 4.27: Ciclo de histerese máximo do limitador de corrente de núcleo fechado, construído de acordo com a metodologia proposta.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito.



b) Excursão no plano $i\psi$.

Figura 4.28: Resultados da simulação do limitador com núcleo fechado, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede resistiva e uma falha em $t = 20$ ms. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.

Posteriormente, aplicou-se a metodologia ao caso em que o curto-circuito não é aplicado numa passagem por zero da corrente, mas em $t_{cc} = 33$ ms. Estes resultados estão representados na Figura 4.29, podendo ser comparados com os obtidos por elementos finitos. Também aqui se assiste a uma concordância de resultados.

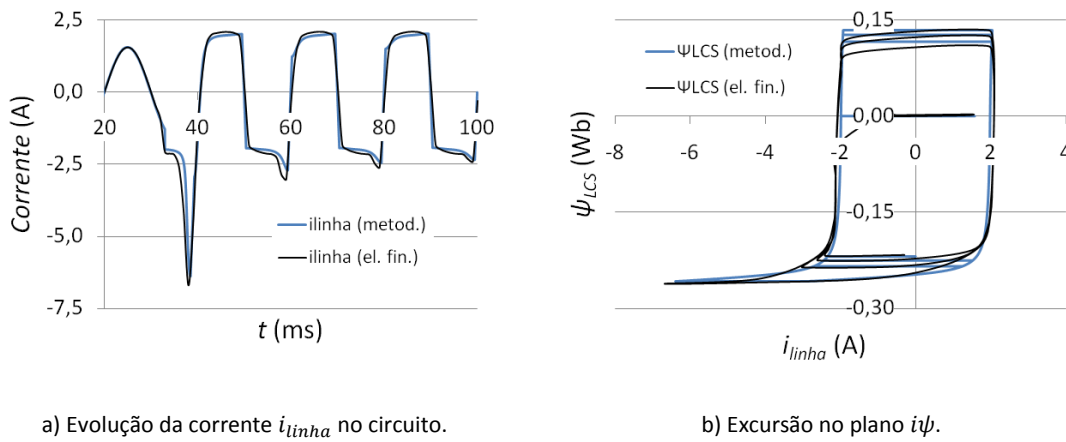
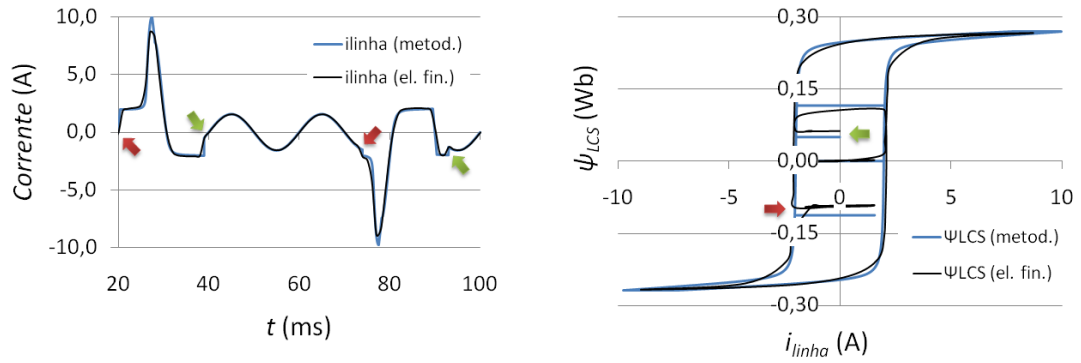


Figura 4.29: Resultados da simulação do limitador de núcleo fechado, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede resistiva e uma falha em $t = 33$ ms. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.

Finalmente, aplicou-se a metodologia à simulação de dois curto-circuitos consecutivos, de 19 ms de duração, o primeiro em $t = 20$ ms, seguido de outro em $t = 74$ ms. Os resultados estão ilustrados na Figura 4.30, novamente em conjunto com os obtidos com o Flux2D, sendo clara a semelhança entre ambos.

Impedância da rede constituída por um RLC série

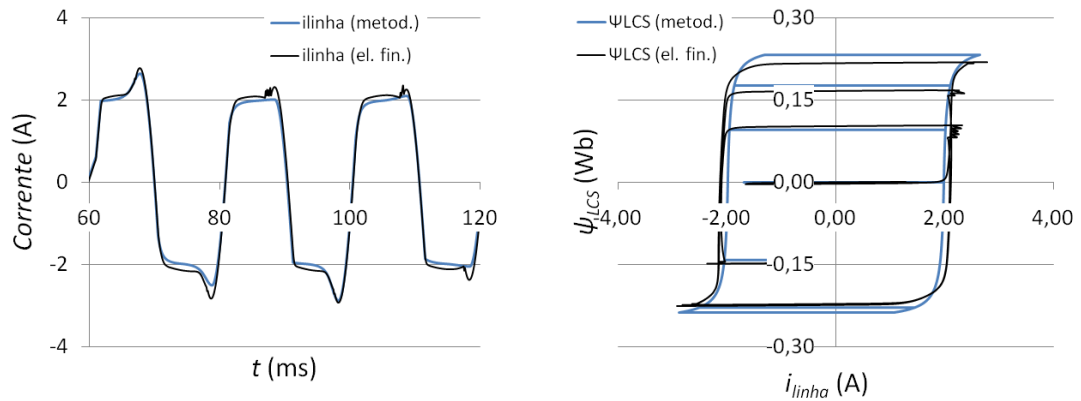
Considere-se agora uma rede de impedância de curto-circuito caracterizada por um RLC série, tal como anteriormente. Recorde-se que os valores então utilizados foram $R_r = 5 \Omega$, $L_r = 20$ mH e $C_r = 0,3$ mF, sendo o curto-circuito aplicado em $t = 61$ ms. Também a comparação dos resultados da metodologia com os do Flux2D, ilustrados na Figura 4.31 se revelam concordantes.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito. As setas vermelhas assinalam o estabelecimento de um curto-circuito e as verdes a sua remoção.

b) Excursão no plano $i\psi$. A seta vermelha assinala o fluxo remanescente após a remoção do primeiro curto-circuito, e a verde o do segundo.

Figura 4.30: Resultados da simulação do limitador de núcleo fechado, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede resistiva e duas falhas de 19 ms, uma em $t = 20$ ms, seguida de outra em $t = 74$ ms. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito.

b) Excursão no plano $i\psi$.

Figura 4.31: Resultados da simulação, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede representada por um RLC e uma falha aplicada em $t = 61$ ms. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.

4.5.2.3 Avaliação do Comportamento Dinâmico dos Limitadores Abertos

Finalmente, apresentam-se as réplicas das simulações anteriores relativas aos núcleos abertos, com a metodologia proposta. Recorde-se que, nessas simulações, se considerou uma rede resistiva, com $R_r = 5 \Omega$, uma corrente de curto-circuito de amplitude $I_p = 14,14$ A, e um curto-circuito aplicado em $t = 20$ ms.

É de extrema importância referir que, no caso destes núcleos, o ajuste da característica magnética do núcleo a (4.2) se revelou muito mais determinante no desempenho da metodologia, em virtude da menor inclinação da zona linear. Por exemplo, para a característica magnética do núcleo maior, representada na Figura 4.32, o melhor ajuste que se obteve com a ferramenta `cftool` do Matlab correspondeu aos parâmetros

$$a = -3,7813 \times 10^{-6}; b = -2,7106 \times 10^{-1}; c = -2068,3119; d = -3,0182 \times 10^{-1}.$$

A curva assim obtida, dada por (4.2) representa-se também na Figura 4.32, para comparação. Aparentemente, o ajuste conseguido é bom, considerando os critérios utilizados para a avaliação da sua qualidade, normalmente a soma de quadrados devido ao erro, *SSE* (*sum of squares due to error*) e o coeficiente de determinação ou valor r-quadrado, r^2 . Os valores obtidos com a ferramenta `cftool` foram $SSE = 0,0625$ e $r^2 = 0,9984$. Um ajuste perfeito corresponde a $SSE = 0$ e $r^2 = 1$, sendo que, em regra, se considera um bom ajuste quando este tem em conta pelo menos 99% da variação dos dados, isto é $r^2 \geq 0,99$ (Palm, 2005), o que é o caso.

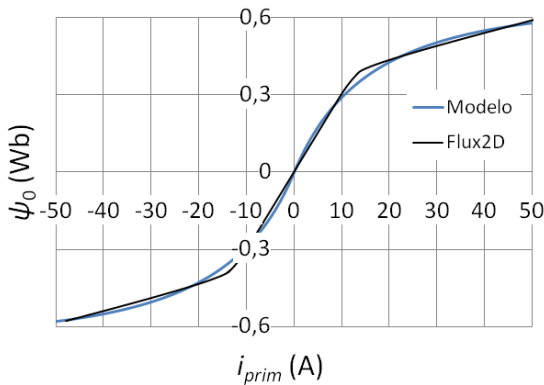


Figura 4.32: Característica magnética do núcleo aberto maior, obtida através do Flux2D, e curva resultante do ajuste ao modelo dado por (4.2) através do Matlab.

Contudo, tal como se observa na Figura 4.33, apesar da qualidade do ajuste, existem diferenças notórias entre os resultados obtidos com a metodologia proposta e com o Flux2D. Da análise dessa figura, verifica-se que a inclinação da curva obtida com o Flux2D e da ajustada com o Matlab diferem na origem, o que influencia a inclinação do ciclo de histerese máximo e, consequentemente, os resultados. De qualquer forma, importa referir que estes resultados, ainda assim, não apresentam um erro que inviabilizasse a sua aplicação.

Contudo, para tentar obter um maior rigor, a técnica que se deve adoptar para núcleos abertos, em que, portanto, a sua saturação implique eventualmente uma corrente maior que a de curto-circuito, é de fazer o ajuste da curva ao intervalo de pontos compreendido entre os joelhos da curva, mais

concretamente entre $-15 < -I_{cc} < i_{linha} < I_{cc} < 15$. Essa é a abordagem seguida nas simulações seguintes.

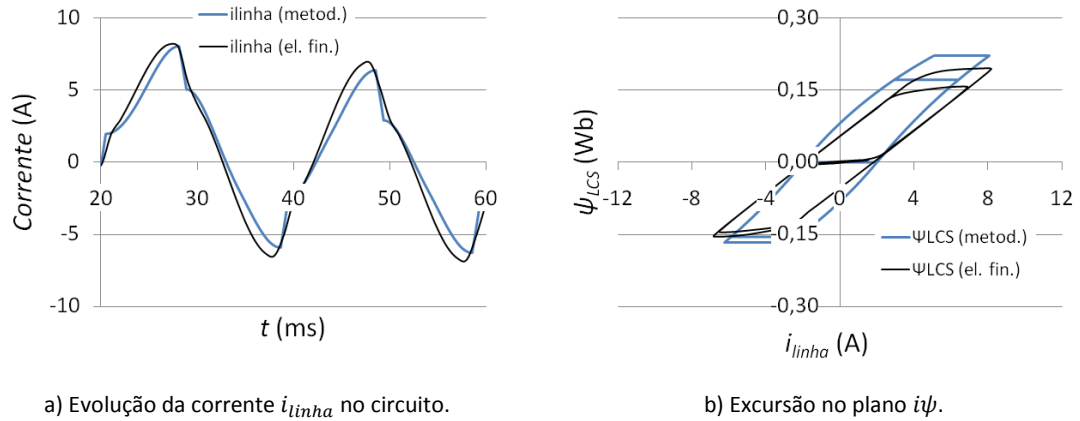
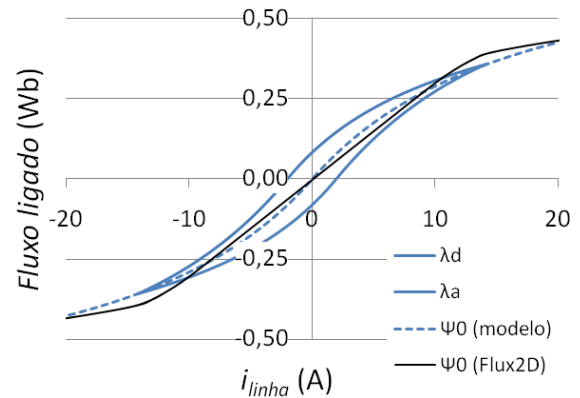


Figura 4.33: Resultados da simulação, pela metodologia proposta, não corrigida, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t = 20$ ms, e o limitador de núcleo aberto maior. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.

Figura 4.34: Comparação da característica magnética do núcleo aberto maior, devolvida pelo Flux2D, com o ciclo de histerese máximo construído a partir da característica obtida por ajuste com o Matlab.



Impedância da rede constituída por uma resistência, com o limitador aberto de núcleo menor

Começa-se por apresentar o limitador com núcleo menor, ilustrando-se o ajuste para a zona atrás referida, entre ± 15 A. Note-se que neste caso, para levar o núcleo à saturação, são necessárias correntes de cerca de 30 A de amplitude, isto é, mais do dobro da corrente de curto-circuito. Este facto reforça a ideia de fazer o ajuste só na zona linear. Os parâmetros obtidos com o Matlab são

$$a = 4,0296 \times 10^{-5}; b = 8,7167 \times 10^{-6}; c = 9,3234; d = 5,5645,$$

com $r^2 = 1,0000$, ou seja, obteve-se um ajuste perfeito. A característica magnética e a curva ajustada, assim como o ciclo máximo de histerese, estão representados na Figura 4.35.

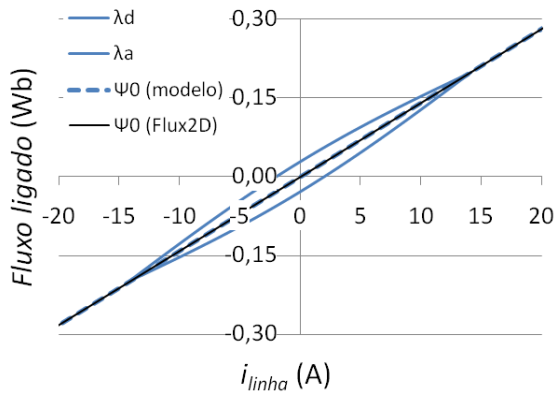
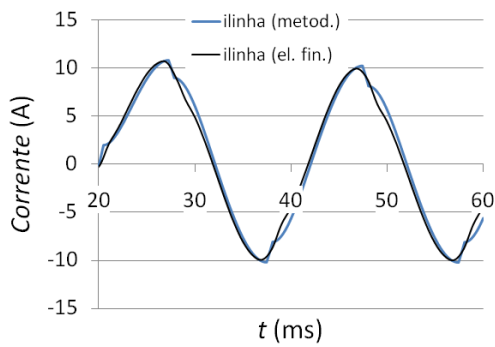
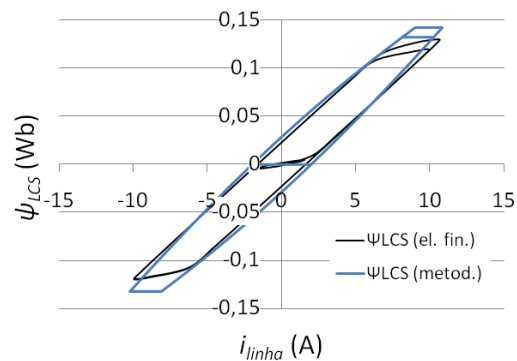


Figura 4.35: Comparação da característica magnética do núcleo aberto menor, devolvida pelo Flux2D, com o ciclo de histerese máximo construído a partir da característica obtida por ajuste com o Matlab. O ajuste foi feito tendo em consideração apenas a zona linear.

Com o ciclo de histerese máximo obtido, é então possível simular o desempenho do limitador, de acordo com a metodologia proposta. Os resultados e respectiva comparação com a resposta do Flux2D estão representados na Figura 4.36. São bem patentes as concordâncias nas respostas.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito.



b) Excursão no plano $i\psi$.

Figura 4.36: Resultados da simulação, pela metodologia proposta corrigida, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t = 20$ ms, e o limitador de núcleo aberto menor. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.

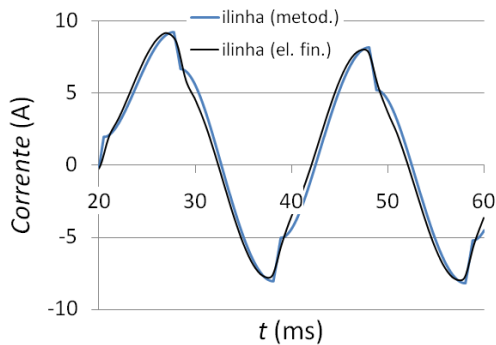
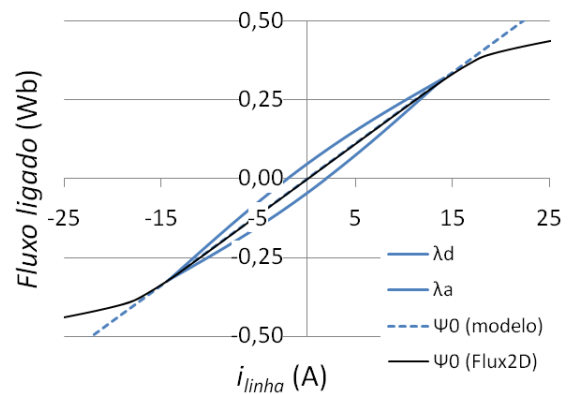
Impedância da rede constituída por uma resistência, com o limitador aberto de núcleo médio

Na Figura 4.37 pode observar-se a curva resultante do ajuste. Os seus parâmetros são

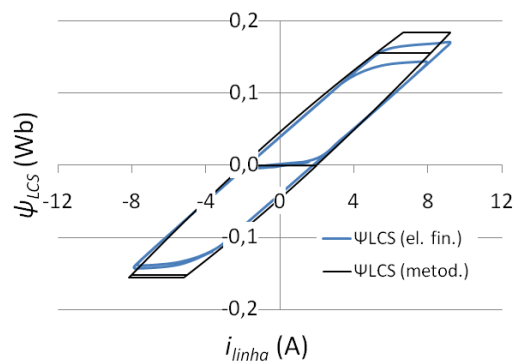
$$a = 6,4224 \times 10^{-5}; b = -0,0018; c = -4,5159; d = -5,03324,$$

conseguindo-se $r^2 = 1,0000$, o que se traduz num ajuste perfeito na zona linear. Os resultados da aplicação da metodologia apresentam-se na Figura 4.38, podendo ser comparados com os do Flux2D. É nítida a concordância entre ambos.

Figura 4.37: Comparação da característica magnética do núcleo aberto médio, devolvida pelo Flux2D, com o ciclo de histerese máximo construído a partir da característica obtida por ajuste com o Matlab. O ajuste foi feito tendo em consideração apenas a zona linear.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito.



b) Excursão no plano $i\psi$.

Figura 4.38: Resultados da simulação, pela metodologia proposta corrigida, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t = 20$ ms, e o limitador de núcleo aberto médio. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.

Impedância da rede constituída por uma resistência, com o limitador aberto de núcleo maior

Os parâmetros obtidos para o ajuste da característica do núcleo maior são

$$a = -0,0527; b = 1,6925; c = 32,0391; d = 1,1796 \times 10^{-6},$$

tendo como resultado um valor $r^2 = 0,9998$. O ciclo de histerese máximo e a comparação com a característica obtida com o Flux2D estão representados na Figura 4.39. A resposta ao curto-circuito, e respectiva comparação com a simulação por elementos finitos, está representada na Figura 4.40. Verifica-se uma substancial melhoria com a presente abordagem, relativamente aos gráficos da Figura 4.33.

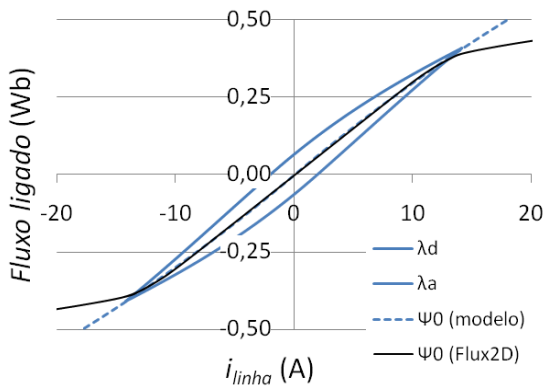
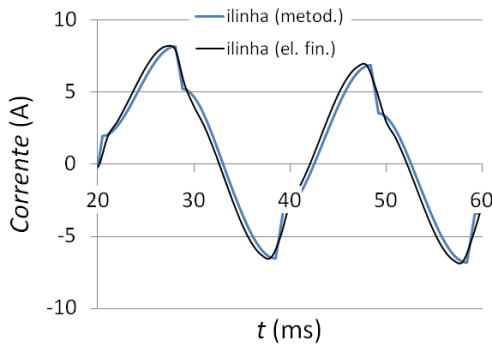
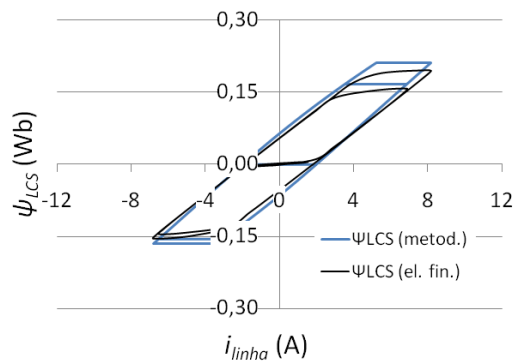


Figura 4.39: Comparação da característica magnética do núcleo aberto maior, devolvida pelo Flux2D, com o ciclo de histerese máximo construído a partir da característica obtida por ajuste com o Matlab. O ajuste foi feito tendo em consideração apenas a zona linear.



a) Evolução da corrente i_{linha} no circuito.



b) Excursão no plano $i\psi$.

Figura 4.40: Resultados da simulação, pela metodologia proposta, para uma impedância de rede resistiva, uma falha em $t = 20$ ms, e o limitador de núcleo aberto maior. É feita a comparação com os resultados obtidos por elementos finitos.

4.6 Conclusões

Ao longo deste capítulo foi apresentada uma metodologia para simulação de limitadores de corrente indutivos, baseada na construção do ciclo de histerese máximo, e que pretende ser uma alternativa, incomparavelmente mais rápida, aos programas de simulação por elementos finitos, tendo sido usado para comparação de resultados o Flux2D.

O interesse desta metodologia assenta também no facto da simplicidade com que se podem desenhar limitadores testando diferentes núcleos de ferro, materiais supercondutores, espiras do primário, ou mesmo redes de diferentes parâmetros.

A motivação para este trabalho foi o facto de o Flux2D levar mais de dez horas para simular uma rede com impedância da linha resistiva, ao longo de cerca de 100 ms, com um passo temporal de 1 ms. Quando se simulou uma rede com impedância RLC, ao longo de 120 ms, para a qual foi necessário reduzir o passo para 0,5 ms, o tempo de duração excedeu os três dias.

Quando aplicada a metodologia proposta para resolver o mesmo problema da impedância de curto-circuito RLC, o tempo de execução do algoritmo para os 120 ms, no mesmo computador, foi inferior a um segundo, medido pelo próprio Matlab com recurso às funções de temporização `tic` e `toc`.

Verifica-se também a necessidade de utilizar estratégias diferentes, consoante os núcleos sejam fechados ou abertos, dada a maior relutância nestes últimos, que implica características magnéticas com uma inclinação pouco acentuada, relativamente aos primeiros, na zona linear. Neste caso, o ajuste da característica deve ser feito, se a corrente de curto-circuito assim o permitir, apenas na referida zona linear. Nesse caso até seria mais simples fazer um ajuste a uma recta, mas, dado se terem obtido resultados muito bons com o modelo dado em (4.2), não sendo assim necessário alterar o código já feito, decidiu manter-se o algoritmo.

Outro aspecto muito importante nos núcleos fechados, que em termos de limitação são os mais eficazes, é o facto desta se dar essencialmente nos ramos verticais. Assim, é muito importante determinar correctamente o ponto de passagem por zero do ciclo máximo, que é um parâmetro de desenho fundamental, já que a corrente limitada alterna no patamar definido por estes pontos.

Dada a concordância entre os resultados do Flux2D e os da metodologia proposta, a aplicação desta última a redes de baixa tensão com limitadores à escala real apresenta assim excelentes perspectivas, o que no Flux2D seria inviável.

5 Conclusões e Trabalho Futuro

Ao longo desta dissertação foram apresentadas algoritmos para modelização de materiais e dispositivos supercondutores, que permitiram assim o desenvolvimento de metodologias conducentes ao desenho de dois sistemas, um motor linear todo supercondutor e um limitador de corrente indutivo.

Para o motor linear, a modelização inclui a descrição de magnetos de fluxo residual baseado no modelo pilha de areia. Este permite, a partir de dados reais, e considerando que o supercondutor está no estado crítico, determinar a densidade de corrente crítica destes. A metodologia desenvolvida parte da lei de Laplace para chegar ao perfil de forças de propulsão e vertical, sendo a última, idealmente, nula. Para este propósito, optou-se pela utilização de duas armaduras, com a parte móvel no meio.

Quanto ao limitador de corrente, a ideia base foi construir o ciclo de histerese máximo do dispositivo a partir de dados dos seus componentes considerados individualmente, isto é, o primário com o núcleo ferromagnético e o cilindro supercondutor.

É chegada então a altura de reflectir sobre os resultados alcançados, e propor novos caminhos a seguir, já que este trabalho, felizmente, não se encerra com o término desta dissertação.

5.1 Conclusões

Esta subsecção será dividida nos dois sistemas estudados, o motor e o limitador de corrente.

5.1.1 Motor Síncrono Linear todo Supercondutor

Relativamente ao motor, a metodologia desenvolvida permitiu determinar o perfil de forças estáticas desenvolvidas. Esta leva a concluir que o motor é de potência moderada, pelo menos quando se consideram as correntes envolvidas: 65 A em cada fase, e centenas de ampere para magnetizar os supercondutores. Mais, as simulações desenvolvidas permitiram verificar que o motor não é facilmente controlável em velocidade. Contudo, a metodologia desenvolvida permitiu ultrapassar as limitações do Flux2D, quer em termos da representação da geometria, quer em termos da morosidade das simulações.

5.1.2 Limitador de Corrente Indutivo

O método de modelização deste dispositivo permitiu a simulação dinâmica do dispositivo com resultados que permitem, em definitivo, substituir o Flux2D, já que, como anteriormente referido, simulações de três dias passaram a cerca de um segundo. A questão da metodologia ser baseada no

ciclo de histerese máximo, uma abordagem original ao problema, permitiu também compreender de forma simples o evoluir da corrente aquando de uma falha, dado ser possível antecipar facilmente a excursão no plano $i\psi$.

5.2 Trabalho Futuro

Em termos de trabalho futuro, como referido, abrem-se novos caminhos de investigação, a seguir descritos.

5.2.1 Motor Síncrono Linear todo Supercondutor

Em primeiro lugar, é fundamental acabar de construir o motor, e validar experimentalmente os resultados numéricos. Os caminhos futuros incluem:

- Substituição dos enrolamentos em fita 1G por outros em fita 2G, com menor raio mínimo de curvatura, e melhores propriedades electromagnéticas. A metodologia desenvolvida continua a aplicar-se.
- Desenvolvimento de uma metodologia para determinação das forças desenvolvidas por um motor idêntico, mas com núcleo ferromagnético, minimizado quanto possível. Com isto será possível reduzir as relutâncias e aumentar a densidade de fluxo disponível, aumentando em consequência a potência do motor. Esta comparação é essencial para aplicações em que se tenha de chegar a um compromisso entre peso e potência.
- Aplicação de metodologias de controlo mais avançadas, que permitam ultrapassar os problemas encontrados com as aplicadas na dissertação, muito embora a abordagem tenha sido muito superficial. Há que ter em conta as não linearidades existentes, que geram oscilações importantes na velocidade. Este será certamente um trabalho de simulação, a não ser que se construa uma pista circular para o motor. Isto, contudo, levanta problemas adicionais, quer em quantidade de fita SAT necessária, e respectivo custo, quer com o arrefecimento de tal estrutura.

5.2.2 Limitador de Corrente Indutivo

Embora os objectivos propostos na dissertação tenham sido integralmente concluídos, novas linhas se delineiam:

- Confirmação experimental de um protótipo laboratorial para comparação de resultados obtidos com a metodologia desenvolvida (e, consequentemente, com os obtidos com o Flux2D).
- Inclusão da temperatura no desempenho do limitador. Este é um factor não considerado nem no Flux2D, nem nos algoritmos desenvolvidos. Em primeiro lugar, isto implicará o

desenvolvimento de rotinas próprias no Flux2D, que permitam simular os fenómenos térmicos.

- Implementação da metodologia em Simulink, para fácil simulação de redes mais complexas que as consideradas no trabalho, isto é, contendo elementos não lineares, como electrónica de potência.
- Adaptação dos modelos a limitadores em que o cilindro supercondutor seja substituído por um enrolamento em fita 2G.
- Projecto de um limitador à escala real para a rede de baixa tensão através da metodologia desenvolvida e avaliação do seu desempenho. Este é um objectivo mais ambicioso, dados os custos envolvidos.

Bibliografia

- Abel, T. R. (1999, October). D-SMES for Wisconsin. *Modern Power Systems* , 19, pp. 28-29.
- Abell, J. S., & Button, T. W. (2003). Sintering techniques for YBCO. In D. A. Cardwell, & D. S. Ginley (Edits.), *Handbook of Superconducting Materials, Volume I: Superconductivity, Materials and Processes* (pp. 251-258). IOP Publishing.
- Abrikosov, A. A. (1957, December). On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group. *Soviet Physics JETP* , 5, 6, pp. 1174-1182.
- Aized, D., Gamble, B. B., Sidi-Yekhlef, A., & Voccio, J. P. (1999, June). Status of the 1,000 hp Motor Development. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 9, 2, pp. 1197-1200.
- Akahama, Y., Kawamura, H., Carlson, S., Le Bihan, T., & Häusermann, D. (2000, February). Structural stability and equation of state of simple-hexagonal phosphorus to 280 GPa: Phase transition at 262 GPa. *Physical Review B* , 61, 5, pp. 3139-3142.
- Aliyevsky, B. L., Bazarnov, B. A., Oktyabrsky, A. M., Popov, N. N., Sherstuk, A. G., & Shopen, D. P. (1992). Superconductor Homopolar Machines with Liquid-Metal Contacts. *IEEE Transactions on Magnetism* , 28, 1, 287-290.
- Álvarez, A., Suárez, P., Cáceres, D., Granados, X., Obradors, X., Bosch, R., et al. (2002, August). Superconducting armature for induction motor of axial flux based on YBCO bulks. *Physica C: Superconductivity* , 372-376, Part 3, pp. 1517-1519.
- Álvarez, A., Suárez, P., Cáceres, D., Granados, X., Pérez, B., & Ceballos, J. M. (2003, November). Disk-shaped superconducting rotor for an axial flux induction motor. *Physica C: Superconductivity* , 398, 3-4, pp. 157-160.
- Amano, T., Tange, M., Nishizaki, S., & Yoshizaki, R. (2004, August). Magnetic properties of Bi-2201 phase single crystals. *Physica C: Superconductivity* , 408-410, pp. 649-650.
- Anderson, P. W. (1962, October). Theory of Flux Creep in Hard Superconductors. *Physical Review Letters* , 9, 7, pp. 309-311.
- Andrade, R., Sotelo, G. G., Ferreira, A. C., Rolim, L. G., Neto, J. L., Stephan, R. M., et al. (2007, June). Flywheel Energy Storage System Description and Tests. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2, pp. 2154-2157.

Aydiner, A., & Yanmaz, E. (2005, July). Numerical calculation of trapped magnetic field for square and cylindrical superconductors. *Superconductor Science and Technology* , 18, 7, pp. 1010-1015.

Bandyopadhyay, M. N. (2007). *Electrical Machines: Theory and Practice*. Prentice-Hall of India.

Barnes, G. J., Dew-Hughes, D., & McCulloch, M. D. (2000, February). Finite difference modelling of bulk high temperature superconducting cylindrical hysteresis machines. *Superconductor Science and Technology* , 13, 2, pp. 229-236.

Bashkirov, Y. A., Fleishman, L. S., Patsayeva, T. Y., Sobolev, A. N., & Vdovin, A. B. (1991). Current-Limiting Reactor Based on High-Tc Superconductors. *IEEE Transactions on Magnetics* , 27, 1089-1092.

Bean, C. P. (1962, March). Magnetization of Hard Superconductors. *Physical Review Letters* , 8, 6, pp. 250-253.

Bean, C. P. (1964, January). Magnetization of High-Field Superconductors. 36, 1, pp. 31-39.

Beaty, H. W., & Kirtley, J. L. (1998). *Electric Motor Handbook*. McGraw-Hill Professional Publishing.

Bednorz, J. G., & Müller, K. A. (1986, June). Possible High Tc Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* , 64, 2, pp. 189-193.

Beyer, C., de Haas, O., Verges, P., & Schultz, L. (2006, June). Guideway and turnout switch for the SupraTrans project. *Journal of Physics: Conference Series* , 43, 1, pp. 991-994.

Bird, J. (2006). *Higher Engineering Mathematics* (5th ed.). Newnes.

Bock, J., Breuer, F., Walter, H., Elschner, S., Kleimaier, M., Kreutz, R., et al. (2005). CURL 10: Development and Field-Test of a 10 kV/10 MVA Resistive Current Limiter Based on Bulk MCP-BSCCO 2212. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 15, 1955-1960.

Boenig, H. J., & Hauer, J. F. (1985, February). Commissioning Tests Of The Bonneville Power Administration 30 MJ Superconducting Magnetic Energy Storage Unit. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems* , PAS-104, pp. 302-312.

Boenig, H. J., Mielke, C. H., Burley, B. L., Chen, H., Waynert, J. A., & Willis, J. O. (2002). The bridge-type fault current controller - a new FACTS controller. *2002 IEEE Power Engineering Society Summer Meeting*. 1, pp. 455-460. Chicago, USA: IEEE.

Boenig, H., & Paice, D. (1983). Fault current limiter using a superconductor coil. *IEEE Transactions on Magnetics* , 19, 1051-1053.

- Bohno, T., Tomioka, A., Imaizumi, M., Sanuki, Y., Yamamoto, T., Yasukawa, Y., et al. (2005, October). Development of 66 kV/6.9 kV 2 MV A prototype HTS power transformer. *Physica C: Superconductivity* , 426-431, Part 2, pp. 1402-1407.
- Brandt, E. H. (2006). Electrodynamics of Superconductors Exposed to High Frequency Fields. *International Workshop on Thin Films and New Ideas for Pushing the Limits of RF Superconductivity*. Padova, Italy.
- Brandt, E. H. (1998, September). Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field. I. Flux penetration and magnetization curves. *Physical Review B* , 58, 10, pp. 6506-6522.
- Bruyn Ouboter, R. (1987). Superconductivity: Discoveries during the early years of low temperature research at Leiden 1908-1914. *IEEE Transactions on Magnetism* , MAG-23, 355-370.
- Buck, J., Hartman, B., Rickett, R., Gamble, B., MacDonald, T., & Snitchler, G. (2007). Factory Testing of a 36.4 MW High Temperature Superconducting Propulsion Motor. *Fuel Tank to Target: Building the Electric Fighting Ship at American Society of Naval Engineers Day 2007*. Arlington, USA.
- Buckles, W., & Hassenzuhl, W. V. (2000, May). Superconducting Magnetic Energy Storage. *IEEE Power Engineering Review* , 20, pp. 16-20.
- Burns, G. (1992). *High Temperature Superconductivity: An Introduction*. Academic Press.
- Campbell, A. M., & Cardwell, D. A. (1997). Bulk high temperature superconductors for magnet applications. *Cryogenics* , 37, 10, pp. 567-575.
- Cansiz, A., Campbell, A. M., & Coombs, T. A. (2003, July). An Evershed type superconducting flywheel bearing. *Physica C: Superconductivity* , 390, 4, pp. 305-310.
- Cava, R. J. (2001, March 1). Genie in a bottle. *Nature* , 410, pp. 23-24.
- Cave, J., Willén, D., Nadi, R., & Brissette, Y. (1999). Development of Inductive Fault Current Limiters Up to 100kVA Class Using Bulk HTS Materials. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 9, 1335-1338.
- Cerulli, J. (1999). Requirements for a Superconducting Fault Current Limiter in the Utility Bus-Tie Location. *IEEE Power Engineering Society 1999 Winter Meeting*, 2, pp. 950-955.
- Cha, Y. S. (2003, June). An Empirical Correlation for $E(J,T)$ of a Melt-Cast-Processed BSCCO-2212 Superconductor Under Self Field. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 2, pp. 2028-2031.

Chen, H.-S., & Polk, D. E. (1989). *Patent No. RE32925*. USA.

Chen, I.-G., & Lin, J.-M. (2001). Current Limiting Performance by Single Grained Y-Ba-Cu-O Superconducting Rings. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, 2038-2041.

Chen, M., Paul, W., Lakner, M., Donzel, L., Hoidis, M., Unternaehrer, P., et al. (2002, August). 6.4 MVA resistive fault current limiter based on Bi-2212 superconductor. *Physica C*, 372-375, 3, pp. 1657-1663.

Chen, M., Yu, Y. J., Xiao, L. Y., Wang, Q. L., Chung, W., Kim, K., et al. (2003). The Magnetic Properties of the Ferromagnetic Materials Used for HTS Transformers at 77 K. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13, 2, 2313-2316.

Chen, W. M., Wang, F., Jiang, S. S., Liu, H. K., & Dou, S. X. (2001, August). Upper Critical Field H_{c2} on c Axis of Ag/Bi-2223 Polycrystal Tape. *Journal of Superconductivity*, 14, 4, pp. 465-468.

Chen, W. M., Wang, F., Lin, F., Jiang, S. S., Guo, Y. C., Liu, H. K., et al. (2000). Angular Distribution of Crystal Grains in Polycrystal Bi-2223/Ag Tape. In U. B. Balachandran, D. U. Gubser, K. T. Hartwig, & V. A. Bardos (Eds.), *Advances in Cryogenic Engineering. Vol. 46: Materials* (pp. 519-526). Plenum Press.

Chernoplekov, N. A. (2002, June). State of the art in applied high-current superconductivity. *Physics-Uspekhi*, 45, 6, pp. 659-665.

Cho, J., Sim, K.-D., Bae, J.-H., Kim, H.-J., Kim, J.-H., Seong, K.-C., et al. (2006, June). Design and Experimental Results of a 3 Phase 30 m HTS Power Cable. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 16, 2, pp. 1602-1605.

Chu, C. W., Gao, L., Chen, F., Huang, Z. J., Meng, R. L., & Xue, Y. Y. (1993, September 23). Superconductivity above 150 K in $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ at high pressures. *Nature*, 365, pp. 323-325.

Coombs, T., Hong, Z., & Zhu, X. (2008, February). A thermally actuated superconducting flux pump. *Physica C: Superconductivity*, 468, 3, pp. 153-159.

Dai, P., Chakoumakos, B. C., Sun, G. F., Wong, K. W., Xin, Y., & Lu, D. F. (1995, March 1). Synthesis and neutron powder diffraction study of the superconductor $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ by Tl substitution. *Physica C*, 243, 3-4, pp. 201-206.

David, E. G., Stephan, R. M., Costa, G. C., Ferreira, A. C., de Andrade Jr., R., Nicolsky, R., et al. (2006). Feasibility study of an HTS-Maglev line at the Federal University of Rio de Janeiro. *Proceedings of*

MAGLEV'2006. *The 19th International Conference on Magnetically Levitated Systems and Linear Drives*. Dresden, Germany.

Day, A. C., Strasik, M., McCrary, K. E., Johnson, P. E., Gabrys, J. W., Schindler, J. R., et al. (2002, May). Design and testing of the HTS bearing for a 10 kWh flywheel system. *Superconductor Science and Technology*, 15, 5, pp. 838-841.

Deaver, B. S., & Fairbank, W. M. (1961, July). Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders. *Physical Review Letters*, 7, 2, pp. 43-46.

DeCristofaro, N. (1998). Amorphous Metals in Electric-Power Distribution Applications. *MRS Bulletin*, 23, 5, 50-56.

Demko, J. A., Sauers, I., James, D. R., Gouge, M. J., Lindsay, D., Roden, M., et al. (2007, June). Triaxial HTS Cable for the AEP Bixby Project. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17, 2, pp. 2047-2050.

DeWinkel, C., & Lamoree, J. D. (1993, June). Storing Power for Critical Loads. *IEEE Spectrum*, pp. 38-42.

Dias, D. H., Motta, E. S., Sotelo, G. G., Andrade Jr., R., Stephan, R. M., Kuehn, L., et al. (2009, June). Simulations and Tests of Superconducting Linear Bearings for a MAGLEV Prototype. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19, 3, pp. 2120-2123.

Edris, A.-A., Adapa, R., Baker, M. H., Bohmann, L., Clark, K., Habashi, K., et al. (1997, October). Proposed Terms and Definitions for Flexible AC Transmission System (FACTS). *IEEE Transactions on Power Delivery*, 12, 4, pp. 1848-1853.

Elschner, S., Breuer, F., Walter, H., & Bock, J. (2006). Magnetic Field Assisted Quench Propagation as a New Concept for Resistive Current Limiting Devices. *Journal of Physics: Conference Series*, 43, pp. 917-920.

Elschner, S., Breuer, F., Walter, H., Stemmler, M., & Bock, J. (2007). HTS Components for High Voltage Resistive Current Limiters Based on a Magnetic Field Triggered Concept. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17, 1772-1775.

Elschner, S., Breuer, F., Wolf, A., Noe, M., Cowey, L., & Bock, J. (2001, March). Characterization of BSCCO 2212 Bulk Material for Resistive Current Limiters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, 1, pp. 2507-2510.

Elschner, S., Stemmler, M., Breuer, F., Walter, H., Frohne, C., Noe, M., et al. (2008). Coil in Coil - Components for the High Voltage Superconducting Resistive Current Limiter CULT 110. *Journal of Physics: Conference Series*, 97, p. 012309.

Elschner, S., Stemmler, M., Breuer, F., Walter, H., Frohne, C., Noe, M., et al. (2008). Coil in Coil - Components for the High Voltage Superconducting Resistive Current Limiter CULT 110. *IEEE/CSC & ESAS European Superconductivity News Forum*, 3.

Essmann, U., & Träuble, H. (1967, May). The direct observation of individual flux lines in type II superconductors. *Physics Letters A*, 24, 10, pp. 526-527.

Fagnard, J.-F., Crate, D., Jamoye, J.-F., Laurent, P., Mattivi, B., Cloots, R., et al. (2006, June). Use of a High-Temperature Superconducting Coil for Magnetic Energy Storage. *Journal of Physics: Conference Series*, 43, 1, pp. 829-832.

Fang, J. R., Lin, L. Z., Yan, L. G., & Xiao, L. Y. (2001, March). A New Flywheel Energy Storage System Using Hybrid Superconducting Magnetic Bearings. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, 1, pp. 1657-1660.

Ferrier, M. (1970). Stockage d'énergie dans un enroulement supraconducteur. *Low Temperature and Electric Power*, pp. 425-432.

Fietz, W. A., Beasley, M. R., Silcox, J., & Webb, W. W. (1964, October). Magnetization of Superconducting Nb-25%Zr Wire. *Physical Review*, 136, 2A, pp. A335-A345.

Fisher, L. M., Kalinov, A. V., Savel'ev, S. E., Voloshin, I. F., & Yampol'skii, V. A. (1998, December). Critical current anisotropy in YBCO superconducting samples. *Physica C: Superconductivity*, 309, 3-4, pp. 284-294.

Fleishman, L. S., Bashkurov, Y. A., Aresteanu, V. A., Brissette, Y., & Cave, J. R. (1993). Design Considerations for an Inductive High T_c Superconducting Fault Current Limiter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 3, 570-573.

Floch, E., Buzon, D., Isfort, D., Porcar, L., Chaud, X., Tixador, P., et al. (2001, August). Current Limitation Based on Bulk YBaCuO Meanders. *Cryogenics*, 41, pp. 531-538.

Floegel-Delor, U., Riedel, T., Rothfeld, R., Wippich, D., Goebel, B., & Werfel, F. N. (2003, June). Current Transport and FCL Properties of Polycrystalline Melt Textured YBCO. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13, pp. 2104-2107.

- Flükiger, R., & Grasso, G. (1998). The case of Bi(2223) tapes. In B. Seeber (Ed.), *Handbook of Applied Superconductivity, Volume 1: Fundamental theory, basic hardware and low-temperature science and technology* (pp. 466-487). IOP Publishing.
- Formisano, A., Marignetti, F., Martone, R., Masullo, G., Matrone, A., Quarantiello, R., et al. (2006, June). Performance Evaluation for a HTS Transformer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 16, 2, pp. 1501-1504.
- Forrest, A. (April de 1983). Meissner and Ochsenfeld revisited. *European Journal of Physics* , 4, 2.
- Frank, M., Frauenhofer, J., van Hasselt, P., Nick, W., Neumüller, H.-W., & Nerowski, G. (2003, June). Long-Term Operational Experience With First Siemens 400 kW HTS Machine in Diverse Configurations. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 2, pp. 2120-2123.
- Frank, M., van Hasselt, P., Kummeth, P., Masek, P., Nick, W., Rothfischer, H., et al. (2006, June). High-Temperature Superconducting Rotating Machines for Ship Applications. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 16, 2, pp. 1465-1468.
- Friedman, A., Shaked, N., Perel, E., Gartzman, F., Sinvani, M., Wolfus, Y., et al. (2003, June). HT-SMES Operating at Liquid Nitrogen Temperatures for Electric Power Quality Improvement Demonstrating. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 2, pp. 1875-1878.
- Fujita, H., Tomita, M., Murakami, M., Sakai, N., Hirabayashi, I., & Sawa, K. (2006, October). Deformation analysis of electrical contact using YBaCuO bulk superconductors. *Physica C: Superconductivity* , 445-448, pp. 1123-1126.
- Funaki, K., Iwakuma, M., Kajikawa, K., Hara, M., Suehiro, J., Ito, T., et al. (2001, March). Development of a 22kV/6.9kV Single-Phase Model for a 3MVA HTS Power Transformer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1, pp. 1578-1581.
- Funaki, K., Iwakuma, M., Kajikawa, K., Takeo, M., Suehiro, J., Hara, M., et al. (1998, February). Development of a 500 kVA-class oxide-superconducting power transformer operated at liquid-nitrogen temperature. *Cryogenics* , 38, 2, pp. 211-220.
- Gamble, B. B., Snitchler, G. L., & Schwall, R. E. (1996, July). Prospects for HTS Applications. *IEEE Transactions on Magnetics* , 32, 4, pp. 2714-2719.
- Gawalek, W., Habisreuther, T., Zeisberger, M., Litzkendorf, D., Surzhenko, O., Kracunovska, S., et al. (2004, October). Batch-processed melt-textured YBCO with improved quality for motor and bearing applications. *Superconductor Science and Technology* , 17, 10, pp. 1185-1188.

Gerhold, J. (1998). Power transmission. In B. Seeber (Ed.), *Handbook of Applied Superconductivity, Volume 2: Applications* (pp. 1627-1690). IOP Publishing.

Gieras, J. F. (2009). Material Engineering. In J. F. Gieras, *Advancements in Electric Machines* (pp. 27-69). Springer.

Gieras, J. F. (2009). Superconducting electric machines. In J. F. Gieras, *Advancements in Electric Machines* (pp. 171-211). Springer.

Ginzburg, V. L., & Landau, L. D. (1965). On the Theory of Superconductivity. In D. ter Haar (Ed.), *Collected Papers of L. D. Landau* (pp. 546-568). Gordon and Breach, Science Publishers.

Goldacker, W., Nast, R., Kotzyba, G., Schlachter, S. I., Frank, A., Ringsdorf, B., et al. (2006). High current DyBCO-ROEBEL Assembled Coated Conductor (RACC). *Journal of Physics: Conference Series* , 43, 1, pp. 901-904.

Gong, W. Z., Zhang, J. Y., Cao, Z. J., Hong, H., Tian, B., Wang, Y., et al. (2008). HTS dc bias coil for 35 kV/90 MVA saturated iron-core fault current limiter. *Physica C* , 468, 2050-2053.

Gottlieb, I. (1994). *Electric Motors and Control Techniques*. McGraw-Hill.

Granados, X., Bartolomé, E., Obradors, X., Tornos, M., Rodrigues, L., Gawalek, W., et al. (2006). Iron-YBCO heterostructures and their application for trapped field superconducting motor. *Journal of Physics: Conference Series* , 43, pp. 788-791.

Granados, X., Puig, T., Obradors, X., Mendoza, E., Teva, J., Calleja, A., et al. (2002). Design, building and testing of a 400 kVA hybrid FCL. *Physica C* , 372-376, 1680-1683.

Granados, X., Puig, T., Teva, J., Mendoza, E., & Obradors, X. (2001). Quench Behavior of the Switching Elements of a Hybrid HTS Current Limiter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 2406-2409.

Grant, P. M. (2007). SCDC Cables, Pitfalls and Potential (or vice versa). *DOE Wire Development and Applications Workshop*. Panama City, Florida, USA.

Gromoll, B., Ries, G., Schmidt, W., Kraemer, H.-P., Seebacher, B., Utz, B., et al. (1999). Resistive Fault Current Limiters with YBCO Films - 100 kVA Functional Model. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 9, 656-659.

Guru, B. S., & Hiziroğlu, H. R. (2001). *Electric Machinery and Transformers, Third Edition*. Oxford University Press.

- Györe, A., Farkas, L., & Vajda, I. (2005). Series and parallel connections of inductive high-temperature superconducting fault current limiters. *Superconductor Science and Technology* , 18, S82-S85.
- Ha, D.-W., Kim, S.-C., Han, I.-Y., Oh, J.-G., Lee, A.-H., Oh, S.-S., et al. (2008, June). Study on Bi-2212 Rutherford Cabling Process for SMES. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 18, pp. 1192-1195.
- Ha, D.-W., Kim, S.-C., Oh, J.-G., Ha, H.-S., Lee, N.-J., Song, K.-J., et al. (2007, June). Influence of Filament Number on Workability and Critical Current Density of Bi-2212/Ag Superconducting Wires. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , pp. 3099-3152.
- Hamabe, M., Fujii, T., Yamamoto, I., Sasaki, A., Nasu, Y., Yamaguchi, S. Y., et al. (June de 2009). Recent Progress of Experiment on DC Superconducting Power Transmission Line in Chubu University. *IEEE Transactions in Applied Superconductivity* , 19, 3, pp. 1778-1781.
- Han, T. H., Choi, H. S., Lim, S. H., & Lee, N. Y. (2007). Recovery characteristics of flux-lock type superconducting fault current limiter. *Physica C* , 463-465, 1209-1212.
- Hasegawa, R. (January de 1984). Metallic glasses in devices for energy conversion and conservation. *Journal of Non-Crystalline Solids* , 61-62, Part 1, pp. 725-736.
- Hassenzahl, W. V., Eckroad, S. E., Grant, P. M., Gregory, B., & Nilsson, S. (2009, June). A High-Power Superconducting DC Cable. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 19, 3, pp. 1756-1761.
- Hassenzahl, W. V., Hazelton, D. W., Johnson, B. K., Komarek, M., & Reis, C. T. (2004, October). Electric Power Applications of Superconductivity. *Proceedings of the IEEE* , 92, 10, pp. 1655-1674.
- Hassenzahl, W. V., Hazelton, D. W., Johnson, B. K., Komarek, P., Noe, M., & Reis, C. (2004, October). Electric power applications of superconductivity. *Proceedings of the IEEE* , 92, pp. 1655-1674.
- Hatta, H., Nitta, T., Shirai, Y., & Fujikawa, K. (2002). Studies of Characteristics and Design of Superconducting Fault Current Limiter with Adjustable Trigger Current Level in Current Limiting Operation. *Electrical Engineering in Japan* , 141, 30-38.
- Hawley, C. J. (2005). *Design and manufacture of a high temperature superconducting magnetic energy storage device*. PhD Thesis, University of Wollongong, Australia.
- Hirose, M., Masuda, T., Sato, K., & Hata, R. (January de 2006). High-Temperature Superconducting (HTS) DC Cable. *SEI Technical Review* , 61, pp. 29-35.

Honjo, S., Shimodate, M., Takahashi, Y., Masuda, T., Yumura, H., Suzawa, C., et al. (June de 2000). Electric Properties of a 66 kV 3-Core Superconducting Power Cable System. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 2, pp. 1952-1955.

Hsu, C.-S., & Lee, W.-J. (1992, September/October). Superconducting Magnetic Energy Storage for Power System Applications. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 29, 5, pp. 990-996.

Huebener, R. P. (2001). *Magnetic Flux Structures in Superconductors: Extended Reprint of a Classic Text*. Springer.

Hui, D., Wang, Z. K., Zhang, J. Y., Zhang, D., Dai, S. T., Zhao, C. H., et al. (2006). Development and Test of 10.5 kV/1.5 kA HTS Fault Current Limiter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 16, 687-690.

Hull, J. R. (2003, November). Applications of high-temperature superconductors in power technology. *Reports on Progress in Physics* , 66, 11, pp. 1865-1886.

Hull, J. R. (1997, July). Flywheels on a roll. *IEEE Spectrum* , 34, 7, pp. 20-25.

Hull, J. R. (2000, February). Superconducting Bearings. *Superconductor Science and Technology* , 13, 2, pp. R1-R15.

Hull, J. R., & Turner, L. R. (2000, July). Magnetomechanics of Internal-Dipole, Halbach-Array Motor/Generators. *IEEE Transactions on Magnetics* , 36, 4, pp. 2004-2011.

Hull, J. R., Mulcahy, T. M., & Labataille, J. F. (1997, February). Velocity dependence of rotational loss in Evershed-type superconducting bearings. *Applied Physics Letters* , 70, 5, pp. 655-657.

Hussennether, V., Oomen, M., Leghissa, M., & Neumüller, H.-W. (2004, January). DC and AC properties of Bi-2223 cabled conductors designed for high-current applications. *Physica C: Superconductivity* , 401, 1-4, pp. 135-139.

Hyun, O.-B., Kim, H.-R., Sim, J., Jung, Y.-H., Park, K.-B., Kang, J.-S., et al. (2005). 6.6 kV Resistive Superconducting Fault Current Limiter Based on YBCO Films. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 15, 2027-2030.

Ichihara, T., Matsunaga, K., Kita, M., Hirabayashi, I., Isono, M., Hirose, M., et al. (2005, June). Application of Superconducting Magnetic Bearings to a 10 kWh-Class Flywheel Energy Storage System. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 15, 2, pp. 2245-2248.

- Iglesias, I. J., Acero, J., & Bautista, A. (1995, June). Comparative Study and Simulation of Optimal Converter Topologies for SMES Systems. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 5, pp. 254-257.
- Iglesias, I. J., Bautista, A., & Visiers, M. (1997, June). Experimental and Simulated Results of a SMES fed by a Current Source Inverter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 7, pp. 861-864.
- Ihara, H., Sugise, R., Hirabayashi, M., Terada, N., Jo, M., Hayashi, K., et al. (1988, August 11). A new high-Tc TlBa₂Ca₃Cu₄O₁₁ superconductor with T_c > 120K. *Nature* , 334, pp. 510-511.
- Iliescu, A. S. (2005). *Superconducting joints of melt textured YBCO monoliths: preparation, microstructure and critical currents. PhD Thesis.* Universitat Autònoma de Barcelona.
- Irie, F., & Yamafuji, K. (1967, August). Theory of Flux Motion in Non-Ideal Type-II Superconductors. *Journal of the Physical Society of Japan* , 23, 2, pp. 255-268.
- Ishikawa, T., Akita, S., & Taniguchi, H. (1988). Power System Stabilization by SMES Using Current-Fed PWM Power Conditioner. *19th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference, PESC '88 Record*, (pp. 334-341). Kyoto, Japan.
- Iwakuma, M., Hase, Y., Satou, T., Tomioka, A., Konno, M., Iijima, Y., et al. (June de 2008). Development of a 7.5 kW YBCO Superconducting Synchronous Motor. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 18, 2, pp. 689-692.
- Iwakuma, M., Hase, Y., Satou, T., Tomioka, A., Konno, M., Iijima, Y., et al. (2009, June). Production and Test of a REBCO Superconducting Synchronous Motor. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 19, 3, pp. 1648-1651.
- Iwakuma, M., Tomioka, A., Konno, M., Hase, Y., Satou, T., Iijima, Y., et al. (2007, June). Development of a 15 kW Motor With a Fixed YBCO Superconducting Field Winding. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2, pp. 1607-1610.
- Jackson, W. D., Mazzoni, O. S., & Schempp, E. (1996). Characteristics of semiconductor devices at cryogenic temperatures. *Proceedings of the 31st Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, IECEC 96*. 2, pp. 676-681. Washington, USA: IEEE.
- Janowsky, T., Kozak, S., Malinowski, H., Wojtasiewicz, G., Kondratowicz-Kucewicz, B., & Kozak, J. (2003). Properties Comparison of Superconducting Fault Current Limiters with Closed and Open Core. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 2072-2075.

Jiang, Y., Pei, R., Xian, W., Hong, Z., & Coombs, T. A. (2008, June). The design, magnetization and control of a superconducting permanent magnet synchronous motor. *Superconductor Science and Technology*, 21, 6, p. 065011 (6pp).

Jiayi, H., Chuanwen, J., & Rong, X. (2008, December). A review on distributed energy resources and MicroGrid. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 12, 9, pp. 2472-2483.

Jin, J. X., Dou, S. X., Liu, H. K., & Grantham, C. (1995). Preparation of High T_c Superconducting Coils for Consideration of their Use in a Prototype Fault Current Limiter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 5, 1051-1054.

Jones, H. (2008, December). Superconductors in the transmission of electricity and networks. *Energy Policy*, 36, 12, pp. 4342-4345.

Joshi, C. H., Prum, C. B., Schiferl, R. F., & Driscoll, D. I. (1995, June). Demonstration of Two Synchronous Motors Using High Temperature Superconducting Field Coils. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 5, 2, pp. 968-971.

Kado, H., Ichikawa, M., Shibuya, M., Kojima, M., Kawahara, M., & Matsumura, T. (2005). Inductive Type Fault Current Limiter Using Bi-2223 Thick Film on MgO Cylinder with Bi-2212 Buffer Layer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2051-2054.

Kado, H., Ichikawa, M., Shibuya, M., Kojima, M., Kawahara, M., & Matsumura, T. (2005). Inductive Type Fault Current Limiter Using Bi-2223 Thick Film on MgO Cylinder with Bi-2212 Buffer Layer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2051-2054.

Kalsi, S. S. (2002). Development Status of Superconducting Rotating Machines. *IEEE Power Engineering Society Winter Meeting, 2002*, 1, pp. 401-403. New York, USA.

Kalsi, S. S., Gamble, B. B., Snitchler, G., & Ige, S. O. (2006). The Status of HTS Ship Propulsion Motor Developments. *IEEE Power Engineering Society General Meeting, 2006*. Montreal, Canada.

Kamijo, H., Hata, H., Fujimoto, H., Inoue, A., Nagashima, K., Ikeda, K., et al. (2006). Fabrication of Superconducting Traction Transformer for Railway Rolling Stock. *Journal of Physics: Conference Series*, 43, 1, pp. 841-844.

Kamijo, H., Hata, H., Fujimoto, H., Inoue, A., Nagashima, K., Ikeda, K., et al. (2007, June). Test of Superconducting Traction Transformer for Railway Rolling Stock. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17, 2, pp. 1927-1930.

- Karsai, K., Kerényi, D., & Kiss, L. (1987). *Large Power Transformers*. Elsevier.
- Kazmierkowski, M. P., Krishnan, R., & Blaabjerg, F. (Eds.). (2002). *Control in Power Electronics: Selected Problems*. New York: Academic Press.
- Kelley, N. J., Wakefield, C., Nassi, M., Corsaro, P., Spreafico, S., Von Dollen, D. W., et al. (2001, March). Field Demonstration of a 24-kV Warm Dielectric HTS Cable. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, 1, pp. 2461-2466.
- Khalil, S. M. (March de 2001). Enhancement of superconducting and mechanical properties in BSCCO with Pb additions. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 62, 3, pp. 457-466.
- Kim, D.-W., Jang, H.-M., Lee, C.-H., Kim, J.-H., Ha, C.-W., Kwon, Y.-H., et al. (2005, June). Development of the 22.9-kV Class HTS Power Cable in LG Cable. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2, pp. 1723-1726.
- Kim, J. H., Kim, W.-S., Hahn, S.-Y., Lee, J. M., Rue, M. H., Cho, B. H., et al. (2005, June). Characteristic test of HTS pancake coil modules for small-sized SMES. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, pp. 1919-1922.
- Kim, S.-H., Kim, W.-S., Choi, K.-D., Joo, H.-G., Hong, G.-W., Han, J.-H., et al. (2005, June). Characteristic Tests of a 1 MVA Single Phase HTS Transformer With Concentrically Arranged Windings. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2, pp. 2214-2217.
- Kim, W.-S., Han, J.-H., Kim, S.-H., Min, W.-G., Chang, T., Choi, K.-D., et al. (2004, June). Characteristic Test of a 1 MVA Single Phase HTS Transformer With Pancake Windings. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 14, 2, pp. 904-907.
- Kim, W.-S., Jung, S.-Y., Choi, H.-Y., Jung, H.-K., Kim, J. H., & Hahn, S.-Y. (2002, March). Development of a Superconducting Linear Synchronous Motor. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 12, 1, pp. 842-845.
- Kim, Y. B., Hempstead, C. F., & Strnad, A. R. (1962, October). Critical Persistent Currents in Hard Superconductors. *Physical Review Letters*, 9, 7, pp. 306-309.
- Kim, Y. B., Hempstead, C. F., & Strnad, A. R. (1963, January). Magnetization and Critical Supercurrents. *Physical Review*, 129, 2, pp. 528-536.

Kimura, H., Honda, K., Hayashi, H., Tsutsumi, K., Iwakuma, M., Funaki, K., et al. (2002, August). Test results of a HTS power transformer connected to a power grid. *Physica C: Superconductivity* , 372-376, Part 3, pp. 1694-1697.

Kirschman, R. K. (1990, March). Low-temperature electronics. *IEEE Circuits and Devices Magazine* , 6, 2, pp. 12-24.

Klie, R. F., Buban, J. P., Varela, M., Franceschetti, A., Jooss, C., Zhu, Y., et al. (2005, May 26). Enhanced current transport at grain boundaries in high-T_c superconductors. *Nature* , 435, pp. 475-478.

Knuuttila, T. A., Tuoriniemi, J. T., Lefmann, K., Juntunen, K. I., Rasmussen, F. B., & Nummila, K. K. (2001, April). Polarized Nuclei in Normal and Superconducting Rhodium. *Journal of Low Temperature Physics* , 123, 1-2, pp. 65-102.

Koshizuka, N. (2006, October). R&D of superconducting bearing technologies for flywheel energy storage systems. *Physica C: Superconductivity* , 445-448, pp. 1103-1108.

Koshizuka, N., Ishikawa, F., Nasu, H., Murakami, M., Matsunaga, K., Saito, S., et al. (2003, April). Progress of superconducting bearing technologies for flywheel energy storage systems. *Physica C: Superconductivity* , 386, pp. 444-450.

Kovalev, K. L., Koneev, S. M.-A., Poltavets, V. N., & Gawalek, W. (2005). Magnetically Levitated High-Speed Carriages on the Basis of Bulk Elements. *8th International Symposium on Magnetic Suspension Technology*, (p. 51). Dresden, Germany.

Kovalev, L. K., Ilushin, K. V., Koneev, S. M.-A., Kovalev, K. L., Penkin, V. T., Poltavets, V. N., et al. (1999, June). Hysteresis and Reluctance Electric Machines with Bulk HTS Rotor Elements. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 9, 2, pp. 1261-1264.

Kovalev, L. K., Ilushin, K. V., Kovalev, K. L., Penkin, V. T., Poltavets, V. N., Koneev, S. M.-A., et al. (2003, April). High output power electric motors with bulk HTS elements. *Physica C: Superconductivity* , 386, pp. 419-423.

Kovalev, L. K., Ilushin, K. V., Penkin, V. T., Kovalev, K. L., Koneev, S. M.-A., Modestov, K. A., et al. (2002, August). HTS electrical machines with BSCCO/Ag composite plate-shaped rotor elements. *Physica C: Superconductivity* , 372-376, Part 3, pp. 1524-1527.

Kovalev, L. K., Ilushin, K. V., Penkin, V. T., Kovalev, K. L., Koneev, S. M.-A., Poltavets, V. N., et al. (2000, May). Hysteresis and reluctance electric machines with bulk HTS elements. Recent results and future development. *Superconductor Science and Technology* , 13, 5, pp. 498-502.

- Kovalev, L. K., Ilushin, K. V., Penkin, V. T., Kovalev, K. L., Semenikhin, V. S., Poltavets, V. N., et al. (1998, May). Hysteresis electrical motors with bulk melt-textured YBCO. *Materials Science and Engineering B*, 53, 1-2, pp. 216-219.
- Kovalsky, L., Yuan, X., Tekletsadik, K., Keri, A., Bock, J., & Breuer, F. (2005). Applications of Superconducting Fault Current Limiters in Electric Power Transmission Systems. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2130-2133.
- Kozak, J., Janowski, T., Kozak, S., Malinowski, H., Wojtasiewicz, G., & Kondratowicz-Kucewicz, B. (2005). Design and Testing of 230 V Inductive Type of Superconducting Fault Current Limiter with an Open Core. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2031-2034.
- Kozak, J., Janowski, T., Kozak, S., Malinowski, H., Wojtasiewicz, G., Kondratowicz-Kucewicz, B., et al. (2004, June). The Influence of Superconducting Fault Current Limiter Structure on the V-I Characteristic. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 14, 2, pp. 811-814.
- Kozak, S., & Janowski, T. (2003, June). Physical and Numerical Models of Superconducting Fault Current Limiters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13, 2, pp. 2068-2071.
- Kozak, S., Janowski, T., Wojtasiewicz, G., Kozak, J., & Glowacki, B. A. (2006, June). Experimental and Numerical Analysis of Electrothermal and Mechanical Phenomena in HTS Tube of Inductive SFCL. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 16, 2, pp. 711-714.
- Krabbes, G., Fuchs, G., Canders, W.-R., May, H., & Palka, R. (2006). *High Temperature Superconductor Bulk Materials*. Wiley-VCH.
- Kraemer, H.-P., Schmidt, W., Utz, B., & Neumueller, H.-W. (2003). Switching Behavior of YBCO Thin Film Conductors in Resistive Fault Current Limiters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13, 2044-2047.
- Kreutz, R., Bock, J., Breuer, F., Juengst, K.-P., Kleimaier, M., Klein, H.-U., et al. (2005). System Technology and Test of CURL 10, a 10 kV, 10 MVA Resistive High-Tc Superconducting Fault Current Limiter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 1961-1964.
- Kreutz, R., Salbert, H., Krischel, D., Hobl, A., Radermacher, C., Blacha, N., et al. (2003, June). Design of a 150 kJ High-Tc SMES (HSMES) for a 20 kVA Uninterruptible Power Supply System. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13, 2, pp. 1860-1862.
- Krishnan, R. (2001). *Switched Reluctance Motor Drives: Modeling, Simulation, Analysis, Design, and Applications*. CRC Press.

- Kulkarni, S. V., & Khaparde, S. A. (2004). *Transformer Engineering: Design and Practice*. CRC Press.
- Kummeth, P., Schlosser, R., Massek, P., Schmidt, H., Albrecht, C., Breitfelder, D., et al. (2000, May). Development and test of a 100 kVA superconducting transformer operated at 77 K. *Superconductor Science and Technology*, 13, 5, pp. 503-505.
- Kusko, A., & Thompson, M. T. (2007). *Power Quality in Electrical Systems*. McGraw-Hill.
- Kwon, Y. K., Baik, S. K., Lee, E. Y., Lee, J. D., Kim, Y. C., Moon, T. S., et al. (2007). Status of HTS Motor Development in Korea. *IEEE Power Engineering Society General Meeting, 2007*, (pp. 1-5). Tampa, USA.
- Kwon, Y. K., Kim, H. M., Baik, S. K., Lee, E. Y., Lee, J. D., Kim, Y. C., et al. (2008, September 15). Performance test of a 1 MW class HTS synchronous motor for industrial application. *Physica C: Superconductivity*, 468, 15-20, pp. 2081-2086.
- Kwon, Y. K., Sohn, M. H., Baik, S. K., Lee, E. Y., Kim, J. M., Moon, T. S., et al. (2005, June). Development of a 100 hp Synchronous Motor With HTS Field Coils. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2, pp. 2194-2197.
- Lam, Q. H., Kim, Y., & Jeffries, C. D. (1990, September). Nonlinear electrodynamics in granular YBa₂Cu₃O₇: Measurements and models of complex permeability. *Physical Review B*, 42, 7, pp. 4846-4849.
- LeBlanc, D., & LeBlanc, M. A. (1992, March). Ac-loss valley in type-II superconductors. *Physical Review B*, 45, 10, pp. 5443-5449.
- Lee, C., Lee, S., Hyun, O.-B., & Ko, T. (2001). Design and Characteristic Analysis of a Rod Type High-Tc Superconducting Fault Current Limiter through Electromagnetic Analysis. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, 2102-2105.
- Lee, H. J., Cha, G., Lee, J.-K., Choi, K. D., Ryu, K. W., & Hahn, S. Y. (2001, March). Test and Characteristic Analysis of an HTS Power Transformer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, 1, pp. 1486-1489.
- Lee, P. J. (Ed.). (2001). *Engineering Superconductivity*. John Wiley & Sons.
- Lee, S., Lee, H. J., Cha, G., Lee, J.-K., Choi, K., Ryu, K., et al. (2002, March). Test Results of a Three Phase HTS Transformer with Double Pan Cake Windings. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 12, 1, pp. 808-811.

- Leung, E. M., Hilal, M. A., Parmer, J. F., & Peck, S. D. (1987, March). Lightweight Magnet for Space Applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, MAG-23, 2, pp. 1331-1335.
- Leung, E. M., Rodriguez, A., Albert, G. W., Burley, B., Dew, M., Gurrola, P., et al. (1997). High Temperature Superconducting Fault Current Development. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 7, 985-988.
- Leung, E. (1997, July). Surge protection for power grids. *IEEE Spectrum*, 34, pp. 26-30.
- Leung, E., Burley, B., Chitwood, N., Gurol, H., Miyata, G., Morris, D., et al. (2000). Design & Development of a 15 kV, 20 kA HTS Fault Current Limiter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 10, 832-835.
- Lide, D. R. (Ed.). (2004). *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 85th Edition*. CRC Press.
- Lim, S.-H., Choi, H.-S., & Han, B.-S. (2004). The fault current limiting characteristics of a flux-lock type high-Tc superconducting fault current limiter using series resonance. *Cryogenics*, 44, 249-254.
- Lim, S.-H., Kang, H.-G., Choi, H.-S., Lee, S.-R., & Han, B.-S. (2003). Current Limiting Characteristics of Flux-Lock Type High-TC Superconducting Fault Current Limiter With Control Circuit for Magnetic Field. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13, 2056-2059.
- Little, A. D. (1994). *The Market Potential for SMES in Electric Utility Applications*. Oak Ridge National Laboratory, Department of Energy.
- London, F., & London, H. (March de 1935). The Electromagnetic Equations of the Supraconductor. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 149, pp. 71-88.
- Long, N. J., Badcock, R., Beck, P., Mulholl, M., Ross, N., Staines, M., et al. (2008, February). Narrow strand YBCO Roebel cable for lowered AC loss. *Journal of Physics: Conference Series*, 97, 1, p. 012280.
- Long, Z., & Zhiping, Q. (2007). Review of Flywheel Energy Storage System. *Proceedings of International Solar Energy Society World Congress 2007 (Vol. I – Vol. V)* (pp. 2815-2819). Beijing, China: Springer.
- Loyd, R. J., Schoenung, S. M., Nakamura, T., Hassenzahl, W. V., Rogers, J. D., Purcell, J. R., et al. (1987, March). Design advances in superconducting magnetic energy storage for electric utility load leveling. *IEEE Transactions on Magnetics*, MAG-23, pp. 1323-1330.

Maeda, H., Tanaka, Y., Fukutomi, M., & Asano, T. (1988). A New High-Tc Oxide Superconductor without a Rare Earth Element. *Japanese Journal of Applied Physics* , 27, 2, pp. L209-L210.

Maekawa, T., Kuwahara, H., Fukatsu, T., Kase, K., Iwamoto, M., Yamada, T., et al. (1990). Conceptual Design Study of 5 GWh Superconducting Magnetic Energy Storage System. *Electrical Engineering in Japan* , 110, pp. 59-68.

Maguire, J. F., & Yuan, J. (2009, October). Status of high temperature superconductor cable and fault current limiter projects at American Superconductor. *Physica C: Superconductivity* , 469, 15-20, pp. 874-880.

Maguire, J., Allais, A., Yuan, J., Schmidt, F., Hamber, F., & Welsh, T. (2006). Fault Management of a Cold Dielectric HTS Power Transmission Cable. *Journal of Physics: Conference Series* , 43, pp. 853-856.

Mahan, G. D. (1981). *Many-Particle Physics*. Plenum Press.

Majoroš, M., Janšák, L., Sello, S., & Zannella, S. (1997, June). Transient Analysis of Inductive Fault Current Limiter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 7, 2, pp. 989-992.

Malozemoff, A. P., Maguire, J., Gamble, B., & Kalsi, S. (2002). Power Applications of High-Temperature Superconductors: Status and Perspectives. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 12, 1, 778-781.

Márquez, I., Granados, X., Obradors, X., Pallarés, J., & Bosch, R. (1999, June). Radial and Axial Flux Superconducting Motors in a Levitating Rotor Configuration. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 9, 2, pp. 1249-1252.

Masuda, M., & Shintomi, T. (1987, March). The conceptual design of utility-scale SMES. *IEEE Transactions on Magnetics* , 23, pp. 549-552.

Masuda, T., Yumura, H., Watanabe, M., Takigawa, H., Ashibe, Y., Suzawa, C., et al. (June de 2007). Fabrication and Installation Results for Albany HTS Cable. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2, pp. 1648-1651.

Matsumura, T., Kimura, A., Shimizu, H., Yokomizu, Y., & Goto, M. (2003). Fundamental Performance of Flux-Lock Type Fault Current Limiter With Two Air-Core Coils. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 2024-2027.

Matsumura, T., Uchii, T., & Yokomizu, Y. (1997). Development of Flux-Lock-Type Fault Current Limiter with High-TC Superconducting Element. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 7, 1001-1004.

Matsumura, T., Uchii, T., & Yokomizu, Y. (1999). Proposal of Flux-Lock-Type Fault Current Limiter with High-Tc Superconducting Element. *Electrical Engineering in Japan* , 127, 31-38.

McConnell, B. W., Metha, S. P., & Walker, M. S. (2000, June). HTS Transformers. *IEEE Power Engineering Review* , 20, 6, pp. 7-11.

McCulloch, M. (2002). Homopolar motors. In D. A. Cardwell, & D. S. Ginley (Edits.), *Handbook of Superconducting Materials, Volume II: Characterization, Application and Cryogenics* (pp. 1659-1660). CRC Press.

Meerovich, V., & Sokolovsky, V. (2007, May). Thermal regimes of HTS cylinders operating in devices for fault current limitation. *Superconductor Science and Technology* , 20, 5, pp. 457-462.

Meerovich, V., Sokolovsky, V., Bock, J., Gauss, S., Goren, S., & Jung, G. (1999). Performance of an Inductive Fault Current Limiter Employing BSCCO Superconducting Cylinders. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 9, 4666-4676.

Mehra, J., & Rechenberg, H. (2001). *The Historical Development of Quantum Theory, Volume 6: The Completion of Quantum Mechanics 1926–1941*. Springer.

Mehta, S. P., Aversa, N., & Walker, M. S. (1997, July). Transforming transformers. *IEEE Spectrum* , 34, 7, pp. 43-49.

Meissner, W., & Ochsenfeld, R. (1933). Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. *Naturwissenschaften* , 21, 787.

Miki, M., Tokura, S., Hayakawa, H., Inami, H., Kitano, M., Matsuzaki, H., et al. (2006, July). Development of a synchronous motor with Gd-Ba-Cu-O bulk superconductors as pole-field magnets for propulsion system. *Superconductor Science and Technology* , 19, 7, pp. S494-S499.

Miyagawa, Y., Kamenno, H., Takahata, R., & Ueyama, H. (1999, June). A 0.5 kWh Flywheel Energy Storage System using a High-Tc Superconducting Magnetic Bearing. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 9, 2, pp. 996-999.

Moon, F. C. (1993). *Superconducting Levitation: Applications to Bearings and Magnetic Transportation*. John Wiley and Sons.

Moon, F. C. (1982, December). The virial theorem and scaling laws for superconducting magnet systems. *Journal of Applied Physics* , 53, pp. 9112-9121.

Mukoyama, S., Yagi, M., Ichikawa, M., Torii, S., Takahashi, T., Suzuki, H., et al. (2007, June). Experimental Results of a 500 m HTS Power Cable Field Test. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2, pp. 1680-1683.

Mulcahy, T. M., Hull, J. R., Uherka, K. L., Abboud, R. G., & Juna, J. J. (2001, March). Test results of 2-kWh Flywheel Using Passive PM and HTS Bearings. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1, pp. 1729-1732.

Murakami, K., Komori, M., & Mitsuda, H. (2007, June). Flywheel Energy Storage System Using SMB and PMB. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2, pp. 2146-2149.

Murakami, K., Komori, M., Mitsuda, H., & Inoue, A. (April de 1007). Design of an energy storage flywheel system using permanent magnet bearing (PMB) and superconducting magnetic bearing (SMB). *Cryogenics* , 47, 4, pp. 272-277.

Muta, I., Jung, H. J., Hirata, T., Nakamura, T., Hoshino, T., & Konishi, T. (2001, March). Fundamental Experiments of Axial-Type BSCCO-Bulk Superconducting Motor Model. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1, pp. 1964-1967.

Nagamatsu, J., Nakagawa, N., Muranaka, T., Zenitani, Y., & Akimitsu, J. (1 de March de 2001). Superconductivity at 39 K in magnesium diboride. *Nature* , 410, pp. 63-64.

Nagashima, K., Higuchi, T., Sok, J., Yoo, S. I., Fujimoto, H., & Murakami, M. (1997, October). The trapped field of YBCO bulk superconducting magnets. *Cryogenics* , 37, 10, pp. 577-581.

Nagaya, S., Hirano, N., Shikimachi, K., Hanai, S., Inagaki, J., Maruyama, K., et al. (2004, June). Development of MJ-Class HTS SMES for Bridging Instantaneous Voltage Dips. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 14, 2, pp. 770-773.

Nagaya, S., Kashima, N., Minami, M., Kawashima, H., & Unisuga, S. (2001, March). Study on High Temperature Superconducting Magnetic Bearing for 10 kWh Flywheel Energy Storage System. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1, pp. 1649-1652.

Nakamura, T., & Jung, H. J. (2006, October). Characteristics of trapped-flux type Sm-123 bulk motor operated in liquid nitrogen. *Physica C: Superconductivity* , 445-448, pp. 1115-1118.

- Nakamura, T., Jung, H. J., Fukui, K., Muta, I., & Hoshino, T. (2003, October). Electromagnetic characteristics of Bi-2223 disk in a rotating magnetic field. *Physica C: Superconductivity* , 392-396, Part 1, pp. 664-668.
- Nakamura, T., Jung, H. J., Muta, I., & Hoshino, T. (2004, November). Synchronization of an axial-type Bi-2223 bulk motor operated in liquid nitrogen. *Superconducting Science and Technology* , 17, 11, pp. 1319-1323.
- Nasar, S. A. (1984). *Máquinas Eléctricas*. McGraw-Hill Brasil.
- Nassi, M., Kelley, N., Ladié, P., Corsaro, P., Coletta, G., & Von Dollen, D. (2001, March). Qualification Results of a 50 m-115 kV Warm Dielectric Cable System. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1, pp. 2355-2358.
- Nerowski, G., Frauenhofer, J., Ries, G., Nick, W., & Neumüller, H.-W. (2004). Advances and Prospects of HTS Rotating MAchine Development at Siemens. *IEEE Power Engineering Society General Meeting, 2004*, 2, pp. 2052-2055. Denver, USA.
- Neumann, C. (2006). Superconducting Fault Current Limiter (SFCL) in the Medium and High Voltage Grid. *IEEE Power Engineering Society General Meeting, 2006*, (p. 6 pp).
- NG, H. L., Hasegawa, R., Lee, A. C., & Lowdermilk, L. A. (1991, November). Amorphous Alloy Core Distribution Transformers. *Proceedings of the IEEE* , 79, 11, pp. 1608-1623.
- Nick, W., Nerowski, G., Neumüller, H.-W., Frank, M., van Hasselt, P., Frauenhofer, J., et al. (2002, August). 380 kW synchronous machine with HTS rotor windings - development at Siemens and first test results. *Physica C: Superconductivity* , 372-276, Part 3, pp. 1506-1512.
- Noe, M., & Oswald, B. (1998). Technical and Economical Benefits of Superconducting Fault Current Limiters in Power Systems. *Proceedings of the Applied Superconductivity Conference ASC98*. Palm Desert, USA.
- Noe, M., & Steurer, M. (2007, January). High-temperature superconductor fault current limiters: concepts, applications and development status. *Superconductor Science and Technology* , 20, pp. R15-R29.
- Noe, M., Juengst, K.-P., Werfel, F. N., Elschner, S., Bock, J., Breuer, F., et al. (2003). Testing bulk HTS modules for resistive superconducting fault current limiters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 1976-1979.

Noe, M., Juengst, K.-P., Werfel, F., Cowey, L., Wolf, A., & Elschner, S. (2001). Investigation of high-T_c bulk material for its use in resistive superconducting fault current limiters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, 1960-1963.

Noe, M., Kudymow, A., Fink, S., Elschner, S., Breuer, F., Bock, J., et al. (2007). Conceptual Design of a 110 kV Resistive Superconducting Fault Current Limiter Using MCP-BSCCO 2212 Bulk Material. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17, 1784-1787.

Nomura, T., Yamaguchi, M., Fukui, S., Yokoyama, K., Satoh, T., & Usui, K. (2001). Single DC Reactor Type Fault Current Limiter for 6.6 kV Power System. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, 2090-2093.

Noto, K., Kono, Y., Matsukawa, M., Itagaki, M., Ishida, T., Chiba, K., et al. (1995, June). Development of a 50 A-Fast Response, Magnetically Controlled Persistent Current Switch. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 5, 2, pp. 258-261.

Oka, T., Yokoyama, K., Itoh, Y., Yanagi, Y., Yoshikawa, M., Ikuta, H., et al. (2003, October). A 3 T magnetic field generator using melt-processed bulk superconductors as trapped field magnets and its applications. *Physica C: Superconductivity*, 392-396, Part 1, pp. 709-712.

Okano, M., Iwamoto, T., Furuse, M., Fuchino, S., & Ishii, I. (2006, June). Running Performance of a Pinning-Type Superconducting Magnetic Levitation Guide. *Journal of Physics: Conference Series*, 43, 1, pp. 999-1002.

Okano, M., Iwamoto, T., Senokuchi, M., Fuchino, S., & Ishii, I. (2004, June). Magnetic Rail Construction for a Low Loss Superconducting Magnetic Levitation Linear Guide. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 14, 2, pp. 944-947.

Okazaki, T., Sugimoto, H., & Takeda, T. (2006). Liquid Nitrogen Cooled HTS Motor for Ship Propulsion. *IEEE Power Engineering Society General Meeting, 2006*. Montreal, Canada.

Onnes, H. K. (1913). *Investigations into the properties of substances at low temperatures, which have led, amongst other things, to the preparation of liquid helium*. Leitura de entrega do prêmio Nobel da Física.

Orlando, T. P., & Delin, K. A. (1990). *Foundations of Applied Superconductivity*. Addison-Wesley.

Ostanin, S., Trubitsin, V., Staunton, J. B., & Savrasov, S. Y. (2003, August). Density Functional Study of the Phase Diagram and Pressure-Induced Superconductivity in P: Implication for Spintronics. *Physical Review Letters*, 91, 8, p. 087002.

Oswald, B., Best, K.-J., Setzer, M., Soll, M., Gawalek, W., Gutt, A., et al. (2005, February). Reluctance motors with bulk HTS material. *Superconductor Science and Technology* , 18, pp. S24-S29.

Paiva, J. P. (2005). *Redes de Energia Eléctrica: uma Análise Sistémica*. Lisbon: IST Press.

Pallarès, M. J. (2002). *Hacia el motor superconductor: estudio de las interacciones entre un rotor superconductor y un estator convencional*. Barcelona, Espanha: Tese de doutoramento da Universitat Politècnica de Catalunya.

Palm, W. J. (2005). *Introduction to Matlab 7 for Engineers*. McGraw-Hill.

Palma, J. C. (1999). *Accionamentos Electromecânicos de Velocidade Variável*. Lisboa: Fundação Calouste Gulbenkian.

Park, D. K., Kang, H., Ahn, M. C., Yang, S. E., Yoon, Y. S., Lee, S. J., et al. (2006, June). Design and Test of a Thermal Triggered Persistent Current System using High Temperature Superconducting Tapes. *Journal of Physics: Conference Series* , 43, 1, pp. 5-8.

Park, M.-J., Kwak, S.-Y., Kim, W.-S., Lee, S.-W., Hahn, S.-Y., Lee, J.-K., et al. (2007, June). Stress Analysis of HTS Magnet for a 600 kJ SMES. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, pp. 1994-1997.

Paul, W., Chen, M., Lakner, M., Rhyner, J., Braun, D., & Lanz, W. (2001). Fault current limiter based on high temperature superconductors - different concepts, test results, simulations, applications. *Physica C* , 354, 27-33.

Paul, W., Lakner, M., Rhyner, J., Unternährer, P., Baumann, T., Chen, M., et al. (1997). Test of 1.2 MVA high-T_c superconducting fault current limiter. *Superconductor Science and Technology* , 10, 12, 914-918.

Peck, S. D., & Zeigler, J. C. (1999, June). A Fast Persistent Switch for microSMES. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 9, 2, pp. 177-180.

Pereira, P., Valtchev, S., Pina, J., Gonçalves, A., Ventim Neves, M., & Rodrigues, L. (2008, February). Power Electronics Performance in Cryogenic Environment: Evaluation for Use in HTS Power Devices. *Journal of Physics: Conference Series* , 97, 1, p. 012219.

Pina, J. M., Suárez, P., Ventim Neves, M., Álvarez, A., & Rodrigues, A. L. (2010). Reverse Engineering of Inductive Fault Current Limiters. *Journal of Physics: Conference Series* , 234, 3, p. 032047.

Pina, J. M., Ventim Neves, M., Álvarez, A., & Rodrigues, A. L. (2010). High Temperature Superconducting Fault Current Limiters as Enabling Technology in Electrical Grids with Increased Distributed Generation Penetration. In L. M. Camarinha-Matos, P. Pereira, & L. Ribeiro (Eds.), *Emerging Trends in Technological Innovation* (Vol. 314, pp. 427-434). Springer.

Plecháček, V., & Hejtmánek, J. (1997). Properties of superconducting Bi-2223 tubular current leads. *Physica C: Superconductivity* , 282-287, 4, 2577-2578.

Politano, D., Sjöström, M., Schnyder, G., & Rhyner, J. (2001, March). Technical and Economical Assessment of HTS Cables. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1, pp. 2477-2480.

Poole, C. P., Farach, H. A., Creswick, R. J., & Prozorov, R. (2007). *Superconductivity, 2nd Edition*. Academic Press.

Post, R. F., Fowler, T. K., & Post, S. F. (1993, March). A high-efficiency electromechanical battery. *Proceedings of the IEEE* , 81, 3, pp. 462-474.

Pronto, A. G., Ventim Neves, M., & Rodrigues, A. L. (2010). Measurement and Separation of Magnetic Losses at Room and Cryogenic Temperature for Three Types of Steels used in HTS Transformers. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* .

Pyrhönen, J., Jokinen, T., & Hrabovcová, V. (2008). *Design of Rotating Electrical Machines*. John Wiley & Sons, Ltd.

Raju, B. P., Parton, K. C., & Bartram, T. C. (1982). A Current Limiting Device Using Superconducting D.C. Bias Applications and Prospects. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems* , PAS-101, 3173-3177.

Reis, C. T., Mehta, S. P., McConnell, B. W., & Jones, R. H. (2001). Development of High Temperature Superconducting Power Transformers. *Power Engineering Society Winter Meeting 2001* (pp. 432-437). Columbus, Ohio, USA: IEEE.

Rogers, J. D., Boenig, H. J., Schermer, R. I., & Hauer, J. F. (1985, March). Operation of the 30 MJ superconducting magnetic energy storage system in the Bonneville Power Administration electrical grid. *IEEE Transactions on Magnetics* , MAG-21, pp. 752-755.

Rogers, J. D., Schermer, R. I., Miller, B. L., & Hauer, J. F. (1983, September). 30-MJ Superconducting Magnetic Energy Storage System for Electric Utility Transmission Stabilization. *Proceedings of the IEEE* , 71, pp. 1099-1109.

- Rosenbauer, F., & Lorenzen, H. W. (1996). Behaviour of IGBT Modules in the Temperature Range from 5 to 300 K. In P. Kittel (Ed.), *Advances in Cryogenic Engineering* (Vols. 41B, 2, pp. 1865-1872). Plenum Press.
- Ross, M., Borodulin, M., & Kazachkov, Y. (2001). Using D-SMES devices to improve the voltage stability of a transmission system. *Transmission and Distribution Conference and Exposition, 2001 IEEE/PES, 2*, pp. 1144-1148. Atlanta.
- Sadakata, N., Uchiyama, K., Goto, K., Saito, T., Kohno, O., Kouno, Y., et al. (1995, June). Fast Switching Characteristics of Magnetic Persistent Current Switch for SMES. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 5, 2*, pp. 282-285.
- Sato, A., Ueda, H., & Ishiyama, A. (2005, June). Operational Characteristics of Linear Synchronous Actuator With Field-Cooled HTS Bulk Secondary. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 15, 2*, pp. 2234-2237.
- Sato, T., Yamaguchi, M., Fukui, S., Watanabe, Y., Matsumura, T., & Shimizu, H. (2003). A Study on DC S/N Transition Type Superconducting Fault Current Limiting Interrupter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 13*, 2088-2091.
- Satoh, T., Yamaguchi, M., Fukui, S., Morikoshi, K., Kaiho, K., Matsumura, T., et al. (2001). Three-phase Fault Current Limiter with One dc S/N Transition Element. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 11*, 2398-2401.
- Schilling, A., Cantoni, M., Guo, J. D., & Ott, H. R. (1993, May 6). Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system. *Nature, 363*, pp. 56-58.
- Schlabbach, J. (2008). *Short-circuit Currents*. London, UK: The Institution of Engineering and Technology.
- Schlosser, R., Schmidt, H., Leghissa, M., & Meinert, M. (2003, June). Development of High-Temperature Superconducting Transformers for Railway Applications. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 13, 2*, pp. 2325-2330.
- Schmitt, H., Amon, J., Braun, D., Comesce, F. X., Collet, M., Damstra, G. C., et al. (2003). *Fault Current Limiters: Report on the Activities of CIGRE WG A3.10*. CIGRE, Working Group 13.10.
- Schultz, L., de Haas, O., Verges, P., Beyer, C., Röhlig, S., Olsen, H., et al. (2005, June). Superconductively Levitated Transport System - The SupraTrans Project. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 15, 2*, pp. 2301-2305.

Schwenterly, S. W., McConnell, B. W., Demko, J. A., Fadnek, A., Hsu, J., List, F. A., et al. (1999, June). Performance of a 1-MVA HTS Demonstration Transformer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 9, 2, pp. 680-684.

Schwenterly, S. W., Mehta, S. P., Walker, M. S., & Jones, R. H. (2002, October). Development of HTS power transformers for the 21st century: Waukesha Electric Systems/IGC-SuperPower/RG&E/ORNL SPI collaboration. *Physica C: Superconductivity*, 382, 1, pp. 1-6.

Selvamanickam, V., Hazelton, D. W., Motowidlo, L., Krahula, F., Hoehn, J., Walker, M. S., et al. (1998, October). High-Temperature Superconductors for Electric Power and High-Energy Physics. *Journal of the Minerals, Metals and Materials Society*, 50, 10, pp. 27-30.

Sengupta, S., & Shi, D. (1995). Statics and Dynamics of the Vortex State in Type II Superconductors. In D. Shi (Ed.), *High-Temperature Superconducting Materials Science and Engineering: New Concepts and Technology* (pp. 131-197). Pergamon.

Seong, K. C., Kim, H. J., Kim, S. H., Sim, K. D., Sohn, M. H., Lee, E. Y., et al. (2008, September). Development of a 600 kJ HTS SMES. *Physica C: Superconductivity*, 468, 15-20, pp. 2091-2095.

Shikimachi, K., Moriguchi, H., Hirano, N., Nagaya, S., Ito, T., Inagaki, J., et al. (2005, June). Development of MVA Class HTS SMES System for Bridging Instantaneous Voltage Dips. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2, pp. 1931-1934.

Shimizu, H., Yokomizu, Y., Matsumura, T., & Murayama, N. (2002). Proposal of Flux Flow Resistance Type Fault Current Limiter using Bi2223 High T_c Superconducting Bulk. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 12, 876-879.

Silva, S. R., Vasconcelos, F. H., Ragone, J. C., & Pinto, M. F. (2001). Caracterização de Transformadores com Núcleo de Metal Amorfo para Aplicação em Redes Monofásicas de Distribuição de Energia Elétrica. *I Citenel, Congresso de Inovação Tecnológica em Energia Elétrica*. Brasília, Brasil.

Sim, J., Lee, K., Cha, G., & Lee, J.-K. (2004, June). Development of a HTS Squirrel Cage Induction Motor With HTS Rotor Bars. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 14, 2, pp. 916-919.

Sim, J., Park, K. B., Kim, H. R., Kang, J. S., Lee, B. W., Kim, H. M., et al. (2007). 14 kV single-phase superconducting fault current limiter based on YBCO films. *Cryogenics*, 47, 183-188.

Sim, J., Park, M., Lim, H., Cha, G., Ji, J., & Lee, J. (2003, June). Test of an Induction Motor with HTS Wire at End Ring and Bars. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13, 2, pp. 2231-2234.

- Sinha, U. K., Lindsay, D. T., Hughey, R. L., Stovall, J. P., Gouge, M. J., Lue, J. W., et al. (2001). Development and Test of World's First Industrial High Temperature Superconducting (HTS) Power Cable. *IEEE Power Engineering Society Winter Meeting* (pp. 442-447). Columbus, USA: IEEE.
- Sjöström, M., & Politano, D. (2001). Technical and Economical Impacts on a Power System by Introducing an HTS FCL. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 2042-2045.
- Skiles, J. J., Kustom, R. L., Ko, K.-P., Wong, V., Ko, K.-S., Vong, F., et al. (1996, November). Performance of a Power Conversion System for Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES). *IEEE Transactions on Power Systems* , 11.
- Smith, W. F. (1998). *Princípios de Ciência e Engenharia dos Materiais*. (M. E. Rosa, M. A. Fortes, L. Guerra-Rosa, & M. F. Vaz, Trans.) McGraw-Hill.
- Sohn, S. H., Lim, J. H., Yim, S. W., Hyun, O. B., Kim, H. R., Yatsuka, K., et al. (2007, June). The Results of Installation and Preliminary Test of 22.9 kV, 50 MVA, 100 m Class HTS Power Cable System at KEPCO. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2, pp. 2043-2046.
- Sotelo, G. G., de Andrade, R., & Ferreira, A. C. (2007, June). Magnetic Bearing Sets for a Flywheel System. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2, pp. 2150-2153.
- Sotelo, G. G., Ferreira, A. C., & de Andrade, R. (2005, June). Halbach Array Superconducting Magnetic Bearing for a Flywheel Energy Storage System. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 15, 2, pp. 2253-2256.
- Stavrev, S., Grilli, F., Dutoit, B., Nibbio, N., Vinot, E., Klutsch, I., et al. (2002, March). Comparison of Numerical Methods for Modeling of Superconductors. *IEEE Transactions on Magnetics* , 38, 2, pp. 849-852.
- Stemmle, M., Neumann, C., Merschel, F., Schwing, U., Weck, K.-H., Noe, M., et al. (2007). Analysis of Unsymmetrical Faults in High Voltage Power Systems with Superconducting Fault Current Limiters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2347-2350.
- Steurer, M., & Frohlich, K. (1998). Current Limiters - State of the Art. *Proceedings of Fourth Workshop and Conference on EHV Technology*. Bangalore, India.
- Strasik, M., Johnson, P. E., Day, A. C., Mittleider, J., Higgins, M. D., Edwards, J., et al. (2007, June). Design, Fabrication, and Test of a 5-kWh/100-kW Flywheel Energy Storage Utilizing a High-Temperature Superconducting Bearing. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2, pp. 2133-2137.

Subramanyam, G., & Boolchand, P. (2001). HTS Processing: Bulk, Thin Film, and Wires. In P. J. Lee (Ed.), *Engineering Superconductivity* (pp. 260-280). John Wiley & Sons.

Sugimoto, H., Nishikawa, T., Tsuda, T., Hondou, Y., & Akita, Y. (2006). Trial Manufacture of Liquid Nitrogen Cooling High Temperature Superconductivity Motor. *Journal of Physics: Conference Series* , 43, pp. 780-783.

Superczynski, M. J., & Waltman, D. J. (1997, June). Homopolar Motor with High Temperature Superconductor Field Windings. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 7, 2, pp. 513-518.

Sytnikov, V. E., Vysotsky, V. S., Rychagov, A. V., Polyakova, N. V., Radchenko, I. P., Shutov, K. A., et al. (2009, June). 30 m HTS Power Cable Development and Witness Sample Test. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 19, 3, pp. 1702-1705.

Takahashi, A., Ueda, H., & Ishiyama, A. (2003, June). Trial Production and Experiment of Linear Synchronous Actuator With Field-Cooled HTS Bulk Secondary. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 2, pp. 2251-2254.

Takahashi, T., Suzuki, H., Ichikawa, M., Okamoto, T., Akita, S., Mukoyama, S., et al. (2005, June). Demonstration and Verification Tests of 500 m Long HTS Power Cable. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 15, 2, pp. 1823-1826.

Takeda, T., Togawa, H., & Oota, T. (2006, August). Development of Liquid Nitrogen-Cooled Full Superconducting Motor. *IHI Engineering Review* , 39, 2, pp. 89-94.

Takeoka, A., Ishikawa, A., Suzuki, M., Niki, K., & Kuwano, Y. (1989). Meissner Motor Using High-Tc Ceramic Superconductors. *IEEE Transactions on Magnetics* , 25, 2, 2511-2514.

Tang, J., Zhang, Y., & Fang, J. (2007). Superconducting Levitation Styles for Superconducting Energy Storage Flywheel. *IEEE International Conference on Mechatronics and Automation, ICMA 2007* (pp. 2889-2893). Harbin, China: IEEE.

Tang, Z. K., Zhang, L., Wang, N., Zhang, X. X., Wen, G. H., Li, G. D., et al. (29 de June de 2001). Superconductivity in 4 Angstrom Single-Walled Carbon Nanotubes. *Science* , 292, pp. 2462-2465.

Tay, H. C., & Conlon, M. F. (1998, November). Development of a SMES system as a fluctuating load compensator. *IEE Proceedings - Generation, Transmission and Distribution* , 145, pp. 700-708.

Tenbrink, J. (1998). General aspects of high-temperature superconductor wires and tapes. In B. Seeber (Ed.), *Handbook of Applied Superconductivity, Volume 1: Fundamental theory, basic hardware and low-temperature science and technology* (pp. 446-465). IOP Publishing.

Thiele, K., Joss, C., Hoffmann, J., Kautschor, L.-O., Dzick, J., & Freyhardt, H. C. (2001, June 15). Grain boundaries in YBa₂Cu₃O_{7-δ} films grown on bicrystalline Ni substrates. *Physica C: Superconductivity*, 255, 3-4, pp. 203-210.

Thome, R. J., Creedon, W., Reed, M., Bowles, E., & Schaubel, K. (2002). Homopolar Motor Technology Development. *IEEE Power Engineering Society Summer Meeting, 2002*, (pp. 260-264). Chicago, USA.

Tinkham, M. (1996). *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill.

Tixador, P. (January de 2008). Superconducting Magnetic Energy Storage: Status and Perspective. *IEEE/CSC ESAS European Superconductivity News Forum*, 3.

Tixador, P., Bellin, B., Deleglise, M., Vallier, J. C., Bruzek, C. E., Allais, A., et al. (2007, June). Design and First Tests of a 800 kJ HTS SMES. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17, pp. 1967-1972.

Tixador, P., Bellin, B., Deleglise, M., Vallier, J. C., Bruzek, C. E., Pavard, S., et al. (2005, June). Design of a 800 kJ HTS SMES. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, pp. 1907-1910.

Tixador, P., Buzon, D., Floch, E., Porcar, L., Isfort, D., Chaud, X., et al. (2002, October). Superconducting fault current limiter with bulk materials. *Physica C*, 378-381, pp. 815-822.

Tixador, P., Deleglise, M., Badel, A., Berger, K., Bellin, B., Vallier, J. C., et al. (June de 2008). First Tests of a 800 kJ HTS SMES. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 18, 2, pp. 774-778.

Tixador, P., Tempe, A., Gautier-Picard, P., Chaud, X., & Beaunon, E. (1997, June). Electrical Motor with Bulk Y-Ba-Cu-O Pellets. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 7, 2, pp. 896-899.

Tomita, M., & Murakami, M. (2003, January 30). High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K. *Nature*, 421, pp. 517-520.

Tomita, M., Murakami, M., Nariki, S., & Sawa, K. (2002, May). Mechanical persistent current switch made of resin-impregnated bulk superconductors. *Superconducting Science and Technology*, 15, 5, pp. 846-849.

Torre, W. V., & Eckroad, S. (2001). Improving Power Delivery Through the Application of Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES). *IEEE Power Engineering Society Winter Meeting*, 1, pp. 81-87. Columbus.

Tosaka, T., Kuriyama, T., Yamaji, M., Kuwano, K., Igarashi, M., & Terai, M. (2004, June). Development of a Persistent Current Switch for HTS Magnets. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 14, 2, pp. 1218-1221.

Tsukamoto, O. (2005, January). Roads for HTS power applications to go into the real world: Cost issues and technical issues. *Cryogenics* , 45, 1, pp. 3-10.

Tsutai, A. (Ed.). (2004, March). *Superconductivity Web21*. Retrieved November 2008, from ISTEC - International Superconductivity Technology Center: http://www.istec.or.jp/Web21/PDF/Past-pdf/E-pdf/04_Extra%20Mar.pdf

Usoskin, A., Freyhardt, H. C., Issaev, A., Konke, J., Dzick, J., Collet, M., et al. (2003). SUPERPOLI Fault-Current Limiters Based on YBCO-Coated Stainless Steel Tapes. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 1972-1975.

Vajda, I., Györe, A., Szalay, A., Sokolovsky, V., & Gawalek, W. (2003, June). Improved Design and System Approach of a Three Phase Inductive HTS Fault Current Limiter for a 12 kVA Synchronous Generator. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 2, pp. 2000-2003.

Vajda, I., Szalay, A., Gobl, N., Meerovich, V., & Sokolovsky, V. (1999). Requirements for the industrial application of superconducting rotating electrical machines. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 9, 2, 1225-1228.

Verhaege, T., Herrmann, P. F., Cottevieille, C., Bock, J., Wolf, A., Moulart, G., et al. (2001). HTS materials for ac current transport and fault current limitation. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 2503-2506.

Voccio, J. P., Gamble, B. B., Prum, C. B., & Picard, H. J. (1997, June). 125 HP HTS Motor Field Winding Development. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 7, 2, pp. 519-522.

Walter, H., Bock, J., Frohne, C., Schippl, K., May, H., Canders, W. R., et al. (2006). First Heavy Load Bearing for Industrial Application with Shaft Loads up to 10 kN. *Journal of Physics: Conference Series* , 43, pp. 995-998.

Waltman, D. J., & Superczynski, M. J. (1995, December). High-Temperature Superconducting Magnet Motor Demonstration. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 5, 4, pp. 3532-3535.

Wang, J., Wang, S., & Zheng, J. (2009, June). Recent Development of High Temperature Superconducting Maglev System in China. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 19, 3, pp. 2142-2147.

- Wang, J., Wang, S., Zeng, Y., Huang, H., Luo, F., Xu, Z., et al. (2002, October). The first man-loading high temperature superconducting Maglev test vehicle in the world. *Physica C: Superconductivity* , 378-381, Part 1, pp. 809-814.
- Wang, Q., Dai, Y., Song, S., Wen, H., Bai, Y., Yan, L., et al. (2008, June). A 30 kJ Bi2223 High Temperature Superconducting Magnet for SMES with Solid-Nitrogen Protection. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 18, 2, pp. 754-757.
- Wang, Y., Han, J., Zhao, X., Li, H., Guan, Y., Bao, Q., et al. (2006, June). Development of a 45 kVA Single-Phase Model HTS Transformer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 16, 2, pp. 1477-1480.
- Wang, Y., Zhao, X., Han, J., Li, H., Guan, Y., Bao, Q., et al. (2009, March). Development and test in grid of 630 kVA three-phase high temperature superconducting transformer. *Frontiers of Electrical and Electronic Engineering in China* , 4, 1, pp. 104-113.
- Wang, Y., Zhao, X., Han, J., Li, H., Guan, Y., Bao, Q., et al. (2007, June). Development of a 630 kVA Three-Phase HTS Transformer With Amorphous Alloy Cores. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, 2, pp. 2051-2054.
- Wang, Z. K., Zhang, J. Y., Zhang, D., Li, H. D., Guan, Y., Bao, Q., et al. (2006). Design and Test of High-T_c Superconducting Coils for a Three-Phase 10.5 kV/1.5 kA Fault Current Limiter. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 16, 658-661.
- Warnes, W. H. (2001). Superconductivity: Critical Current. In P. J. Lee (Ed.), *Engineering Superconductivity* (pp. 91-107). Willey.
- Watanabe, M., Ishiguri, S., Maruyama, R., Yamaguchi, M., Fukui, S., Ogawa, J., et al. (2007, June). A Study on High Temperature Superconductor Coil of Different Coil Arrangements. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 17, pp. 2002-2005.
- Watanabe, M., Yumura, H., Takigawa, H., Ito, H., Ashibe, Y., Kato, T., et al. (2006). Development of HTS Cable System for ALBANY Project. *Journal of Physics: Conference Series* , 43, pp. 861-864.
- Watson, J. H. (1968, June). Magnetization of Synthetic Filamentary Superconductors. B. The Dependence of the Critical Current Density on Temperature and Magnetic Field. *Journal of Applied Physics* , 39, 7, pp. 3406-3413.
- Waynert, J. A., Boenig, H. J., Mielke, C. H., Willis, J. O., & Burley, B. L. (2003). Restoration and Testing of an HTS Fault Current Controller. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 13, 1984-1987.

Weber, C. S., Reis, C. T., Hazelton, D. W., Schwenterly, S. W., Cole, M. J., Demko, J. A., et al. (2005, June). Design and Operational Testing of a 5/10-MVA HTS Utility Power Transformer. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2, pp. 2210-2213.

Weck, W., Ehrhart, P., Muller, A., & Reiner, G. (1997, January). Superconducting inductive pulsed power supply for electromagnetic launchers: design aspects and experimental investigation of laboratory set-up. *IEEE Transactions on Magnetics*, 33, pp. 524-527.

Weinstein, R., Sawh, R., & Crapo, A. (1995, June). An Experimental Generator Using High Temperature Superconducting Quasi-Permanent Magnets. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 5, 2, pp. 441-444.

Werfel, F. N., Floegel-Delor, U., Riedel, T., Rothfeld, R., Wippich, D., Goebel, B., et al. (2008). 250 kW flywheel with HTS magnetic bearing for industrial use. *Journal of Physics: Conference Series*, 97, p. 012206.

Werfel, F. N., Floegel-Delor, U., Riedel, T., Rothfeld, R., Wippich, D., Goebel, B., et al. (2007, June). A Compact HTS 5 kWh/250 kW Flywheel Energy Storage System. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17, 2, pp. 2138-2141.

Werfel, F. N., Floegel-Delor, U., Riedel, T., Rothfeld, R., Wippich, D., Goebel, B., et al. (2008). Towards high capacity HTS flywheel systems. *Applied Superconductivity Conference, ASC 2008*. Chicago, USA.

Werfel, F. N., Floegel-Delor, U., Rothfeld, R., Goebel, B., Wippich, D., & Riedel, T. (2005, February). Modelling and construction of a compact 500 kg HTS magnetic bearing. *Superconductor Science and Technology*, 18, 2, pp. S19-S23.

Willén, D. W., & Cave, J. R. (1995, June). Short circuit test performance of inductive high T_c superconducting fault current limiters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 5, 2, pp. 1047-1050.

Willén, D., Hansen, F., Däumling, M., Rasmussen, C. N., Østergaard, J., Træholt, C., et al. (2002, August). First operation experiences from a 30 kV, 104 MVA HTS power cable installed in a utility substation. *Physica C: Superconductivity*, 372-376, Part 3, pp. 1571-1579.

Willén, D., Matheus, C., Lindsay, D., & Gouge, M. (2005). The Application of Triaxial High-Temperature Superconducting Power Cables in Distribution Networks. *CIGRE, 18th International Conference on Electricity Distribution*. Turin, Italy.

Wilson, M. N. (1983). *Superconducting Magnets*. Oxford Science Publications.

- Wu, B. (2006). *High-Power Converters and AC Drives*. New Jersey: Wiley-IEEE Press.
- Wu, M. K., Ashburn, J. R., Torng, C. J., Hor, P. H., Meng, R. L., Gao, L., et al. (1987, March 2). Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure. *Physical Review Letters*, 58, 9, pp. 908-910.
- Xi, H. X., Gong, W. Z., Zhang, Y., Bi, Y. F., Ding, H. K., Wen, H., et al. (2006, October). China's 33.5 m, 35 kV/2 kA HTS ac power cable's operation in power grid. *Physica C: Superconductivity*, 445-448, pp. 1054-1057.
- Xiao, L., Wang, Z., Dai, S., Zhang, J., Zhang, D., Gao, Z., et al. (2008, June). Fabrication and Tests of a 1 MJ HTS Magnet for SMES. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 18, pp. 770-773.
- Xiao, Y., Wu, B., Rizzo, S. C., & Sotudeh, R. (1998, November/December). A Novel Power Factor Control Scheme for High-Power GTO Current-Source Converter. *IEEE Transactions on Industry Applications*, 34, pp. 1278-1283.
- Xin, Y., Gong, W., Niu, X., Cao, Z., Zhang, J., Tian, B., et al. (2007). Development of Saturated Iron Core HTS Fault Current Limiters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17, 1760-1763.
- Xue, X. D., Cheng, K. W., & Sutanto, D. (2006, May). A study of the status and future of superconducting magnetic energy storage in power systems. *Superconductor Science and Technology*, 19, 6, pp. R31-R39.
- Yagi, M., Mukoyama, S., Ichikawa, M., Takahashi, T., Suzuki, H., & Kimura, A. (2006). Demonstration of a 500 m HTS Power Cable in the Super-ACE Project. *Journal of Physics: Conference Series*, 43, pp. 849-852.
- Yamaguchi, H., & Kataoka, T. (2008, June). Current Limiting Characteristics of Transformer Type Superconducting Fault Current Limiter With Shunt Impedance and Inductive Load. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 18, 2, pp. 668-671.
- Yamaguchi, M., Fukui, S., Satoh, T., Kaburaki, Y., Horikawa, T., & Honjo, T. (1999). Performance of DC Reactor Type Fault Current Limiter Using High Temperature Superconducting Coil. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 9, 940-943.
- Yamaguchi, S., Hamabe, M., Yamamoto, I., Famakinwa, T., Sasaki, A., Iiyoshi, A., et al. (2008). Research Activities of DC Superconducting Power Transmission Line in Chubu University. *Journal of Physics: Conference Series*, 97, p. 012290.

- Yamauchi, Y., Uchiyama, N., Suzuki, E., Kubota, M., Fujii, M., & Ohsaki, H. (2006). Development of 50kWh-class Superconducting Flywheel Energy Storage System. *International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion, SPEEDAM 2006*. (pp. 484-486). Taormina, Sicily, Italy: IEEE.
- Yazawa, T., Koyanagi, K., Takahashi, M., Ono, M., Toba, K., Takigami, H., et al. (2008). Superconducting fault current limiter using high-resistive YBCO tapes. *Physica C*, 468, 2046-2049.
- Yazawa, T., Ootani, Y., Sakai, M., Kuriyama, T., Urata, M., Tokunaga, Y., et al. (2005). 66 kV/1 kA High-T_c Superconducting Fault Current Limiter Magnet. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 2059-2062.
- Yazawa, T., Ootani, Y., Sakai, M., Otsuki, M., Kuriyama, T., Urata, M., et al. (2006). Design and Test Results of 66 kV High-T_c Superconducting Fault Current Limiter Magnet. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 16, 683-686.
- Yeshurun, Y., Malozemoff, A. P., & Shaulov, A. (1996, July). Magnetic relaxation in high-temperature superconductors. *Reviews of Modern Physics*, 68, 3, pp. 911-949.
- Yuan, X., Tekletsadik, K., Kovalsky, L., Bock, J., Breuer, F., & Elschner, S. (2005). Proof-of-Concept Prototype Test Results of a Superconducting Fault Current Limiter for Transmission-Level Applications. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15, 1982-1985.
- Yumura, H., Ashibe, Y., Itoh, H., Ohya, M., Watanabe, M., Masuda, T., et al. (June de 2009). Phase II of the Albany HTS Cable Project. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19, 3, pp. 1698-1701.
- Zeldov, E., Amer, N. M., Koren, G., Gupta, A., McElfresh, M. W., & Gambino, R. J. (1990, February). Flux creep characteristics in high-temperature superconductors. *Applied Physics Letters*, 56, 7, pp. 680-682.
- Zong, X. H., Wang, J. X., Sun, J., & Wang, Y. N. (2003, April). Study on inductive high-T_c superconducting fault current limiters. *Physica C: Superconductivity*, 386, pp. 522-526.
- Zueger, H. (1998, November). 630 kVA high temperature superconducting transformer. *Cryogenics*, 38, 11, pp. 1169-1172.
- Zwyssiq, C., Round, S. D., & Kolar, J. W. (2006). Analytical and Experimental Investigation of a Low Torque, Ultra-High Speed Drive System. *IEEE 41st IAS Annual Meeting, Industry Applications Conference 2006* (pp. 1507-1513). Tampa, Florida, USA: IEEE.

